

**А. КУЗЬМИЧЁВ**

# **МАГНЕТРОННЫЕ РАСПЫЛИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ**

**1**



А.И. Кузьмичёв

# **Магнетронные распылительные системы**

**Книга 1**

**Введение в физику и технику  
магнетронного распыления**

Киев  
«Аверс»  
2008

УДК 621.793.18: 621.38

ББК 32.851.2

К89

Рецензенты:

А.А. Гончаров, д-р физ.-мат. наук

И.С. Маяшенко, д-р техн. наук

Рекомендовано к печати Учёным Советом факультета электроники Национального технического университета Украины "Киевский политехнический институт"

**Кузьмичёв А.И.**

К89 Магнетронные распылительные системы. Кн. 1. Введение в физику и технику магнетронного распыления. – К.: Аверс, 2008. – 244 с.

ISBN 966-8934-07-5

Рассмотрены физические основы магнетронного распыления и разновидности магнетронных систем для нанесения тонких плёнок и покрытий различного назначения, в том числе системы с усиленной ионизацией газовой среды и импульсные магнетронные распылительные системы.

Для научных и инженерно-технических работников, аспирантов и студентов высших технических заведений, специализирующихся в области электронных физико-технических устройств и ионно-плазменных технологий для электроники, оптики и машиностроения.

УДК 621.793.18: 621.38

ББК 32.851.2

ISBN 966-8934-07-5

© А.И. Кузьмичёв, 2008

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	5
<b>1 Ионное распыление в газовом разряде и сопутствующие эффекты.....</b>	<b>9</b>
1.1 Характеристики процесса ионного распыления.....	9
1.2 Системы ионного распыления и их сравнение.....	20
<b>2 Элементарная физика магнетронного разряда.....</b>	<b>27</b>
2.1 Разновидности электрических разрядов в магнитном поле. Основные термины и определения.....	27
2.2 История открытия магнетронного разряда: от Филлипса до Пеннинга.....	42
2.3 Движение заряженных частиц в магнитном поле в вакууме и газе.....	51
2.3.1 Движение электронов в однородном магнитном поле при отсутствии внешнего электрического поля.....	52
2.3.2 Движение электронов в однородных электрическом и магнитном полях в вакууме.....	62
2.3.3 Движение электронов в скрещенных полях в газе низкой плотности.....	67
2.3.4 Движение электронов в неоднородном магнитном поле.....	70
2.4 Движение заряженных частиц в магнетронном разряде.....	82
2.4.1 Движение частиц в пространстве, ограниченном электродами.....	82
2.4.2 Движение частиц в предразрядный период, возникновение магнетронного разряда.....	92
2.4.3 Движение частиц в магнетронах с однородным магнитным полем при наличии плазмы в межэлектродном промежутке.....	94
2.4.4 Движение электронов в планарном магнетроне с неоднородным магнитным полем при наличии плазмы в межэлектродном промежутке.....	100
2.4.5 Эффект магнитной ловушки и локализация разряда в планарном магнетроне с неоднородным магнитным полем.....	109
2.5 Столкновения заряженных частиц с молекулами газа. Ионизация газа и распылённых частиц.....	116

2.6 Влияние конфигурации неоднородного магнитного поля на характеристики планарных магнетронов.....	122
<b>3 Разновидности магнетронных распылительных систем.....</b>	<b>130</b>
3.1 Основные направления развития МРС.....	130
3.2 МРС с одной мишенью и несбалансированной магнитной системой.....	145
3.2.1 Системы с вертикальной составляющей магнитного поля, направленной к подложке.....	147
3.2.2 Системы с магнитной изоляцией стенок разрядной камеры.....	149
3.2.3 Системы с рассеиванием магнитного поля в боковую сторону от подложки, магнитное “смещение” подложки.....	151
3.3 МРС с несколькими мишенями и размещением подложек в замкнутом магнитном поле.....	153
3.4 МРС с двумя мишенями типа “электрическое зеркало” и размещением подложек вне магнитного поля.....	158
3.5 МРС с устройствами для дополнительной ионизации газа.....	163
<b>4 Импульсные МРС.....</b>	<b>168</b>
4.1 Устройство и принцип работы импульсных МРС.....	172
4.2 Проблема дугообразования при работе МРС с реакционным газом и способы её решения.....	179
4.3 Электрическое питание МРС с одним магнетроном.....	189
4.4 Электрическое питание МРС с двумя магнетронами.....	195
4.5 Системы синусоидального тока для питания МРС с двумя магнетронами.....	198
4.6 Особенности массопереноса на подложку при импульсном распылении.....	201
4.7 Применение импульсных МРС.....	206
4.7.1 Покрывтия из твердого оксида алюминия.....	206
4.7.2 Покрывтия на стеклах.....	207
4.7.3 Нанесение покрытий на рулонные материалы.....	208
<b>Заключение.....</b>	<b>209</b>
<b>Приложение:</b> Векторы и векторное произведение при определении направления действия силы Лоренца. Правила левой и правой руки для электронов.....	<b>211</b>
<b>Литература.....</b>	<b>215</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Технология нанесения высококачественных тонких плёнок и покрытий на разнообразные изделия чрезвычайно важна для электроники, оптики, машиностроения и других отраслей техники, включая автомобилестроение и строительство зданий.

В электронике это связано с тем, что она использует главным образом физические эффекты в тонких слоях (плёнках) полупроводников, диэлектриков и металлов. При этом благодаря применению тонкоплёночных структур удалось существенно уменьшить размеры электронных компонентов. В оптике покрытия выполняют функции проводящих, согласующих (просветляющих), фильтрующих, отражающих и поглощающих сред для светового излучения. В машиностроении эффективность, долговечность и надёжность механизмов и деталей в значительной мере определяется не объёмными, а поверхностными свойствами используемых материалов, поэтому при нанесении специальных покрытий можно значительно улучшить эти свойства при минимальных затратах. Наконец, в автомобилях и при строительстве общественных и жилых зданий всё чаще устанавливают стёкла с разнообразными тонкослойными покрытиями – декоративными, светоотражающими, теплосберегающими и самоочищающимися.

Для нанесения тонких плёнок и покрытий применяют различные методы, большинство из которых основано на использовании жидких сред и термических процессов при давлении газов порядка атмосферного. Особое место в технологии плёнок и покрытий принадлежит методам физического осаждения в вакууме (в англоязычной литературе – *physical vapor deposition* или *PVD*). Здесь под вакуумом понимается разряжённое состояние газовой среды в технологической камере при давлении не более 10 Па (0,1 Торр). Методы вакуумной PVD технологии выгодно отличаются от

других по управляемости и воспроизводимости результатов, низкому уровню привносимых загрязнений, возможности нанесения материалов сложного состава с практически любой структурой. PVD технология обеспечивает повышенную адгезию наносимых слоёв к подложке, стойкость к механическим воздействиям и коррозии. Немаловажно и то, что эта технология является экологически чистой, она не приводит к проблеме утилизации токсичных отходов.

До середины 70-х годов прошлого столетия тонкие слои наносились на подложки в вакууме в основном методом термического испарения исходного материала. Ионное (катодное) распыление, осуществляемое с помощью газоразрядных диодных и триодных систем, играло меньшую роль из-за низкой производительности [1,2]. Кроме того, плёнки, получаемые катодным распылением в аномальном тлеющем разряде при относительно большом давлении, имели высокий уровень газовых примесей, и этот метод применяли главным образом для нанесения слоёв тугоплавких материалов. Однако после создания промышленных магнетронных распылительных систем (MPC) ситуация в технологии тонких плёнок изменилась [3-12]. Благодаря использованию в этих системах скрещенных электрического и магнитного полей повысилась эффективность ионизации газа, а плотность плазмы стала на порядок(и) больше, чем в безмагнитных устройствах катодного распыления. В результате значительно возросли плотность ионного тока на катод и скорость ионного распыления, удалось снизить давление рабочего газа и улучшить многие характеристики наносимых слоёв. MPC заняли лидирующее положение в технологии тонкослойных покрытий из различных материалов для микроэлектроники, устройств записи информации и дисплеев.

Во многих случаях тонкие плёнки, наносимые с помощью MPC, обеспечивают выполнение тех же функций, что и более толстые слои, получаемые другими методами, поэтому магнетронное распыление всё чаще используется для нанесения упрочняющих, износостойчивых, защитных, декоративных и других видов покрытий на разнообразную основу [13-20].



Размер изделий может составлять от нескольких миллиметров до нескольких метров. По своей форме они могут представлять собой пластины, проволоку, трубки, гибкие полимерные плёнки, полотно из бумаги и ткани, а также разнообразные объёмные конфигурации. При этом важной особенностью магнетронного распыления является отсутствие в потоке осаждаемого на подложке вещества капельной фазы и микрочастиц в отличие от термического испарения с использованием вакуумно-дугового и электронно-лучевого нагрева.

Развивается технология магнетронного распыления с высоким уровнем ионизации рабочего газа и распылённого вещества, что позволяет реализовать технологию с ионным ассистированием за счёт бомбардировки подложки ионами газа или собственными ионами материала мишени [21,22]. В англоязычной литературе эта технология называется *ionized-PVD* (I-PVD) или *ion-assisted PVD* (IA-PVD), или *ion enhanced PVD* (IE-PVD), Она аналогична ранее известной технологии ионного осаждения с термическим испарением [23,24]. Созданы гибридные I-PVD системы, содержащие MPC и другие устройства, в частности, вакуумно-дуговые испарители [17].

В последнее время MPC стали использовать для получения одно- и многослойных покрытий на элементах оптической и квантово-оптической техники и в интегральной оптике [25,26]. Интенсивно развивается магнетронная технология нанесения оптических покрытий на архитектурные и автомобильные стекла, а также на рулонные материалы большой ширины [27-42].

MPC позволяют распылять практически все виды материалов, включая металлы и сплавы, простые и сложные диэлектрики, полупроводники и керамику. Осаждаемые материалы могут сочетаться в различных комбинациях и в виде многослойных покрытий. Толщина покрытий может составлять от десятков нанометров до десятков микрометров.

Многообещающей областью применения MPC является нанотехнология, в частности технология получения нанокompозитных и наноструктурированных объёмных и тонкоплёночных материалов [14,43,44].



МРС неоднократно рассматривались в научно-технической литературе, см., например, монографии и обзоры [3-13,21,22,27]. Опубликовано неизмеримое количество статей по применению этих систем в технологии. Однако эта область науки и техники находится в состоянии постоянного развития, поэтому любой материал быстро устаревает. Так, прошло больше 18 лет после издания известных книг Б.С. Данилина по этой теме на русском языке [3,4], где были описаны системы, разработанные в тот период времени. Более поздние издания (в частности, [45-47])<sup>1</sup> изданы малым тиражом и практически не доступны.

В данной работе изложены основные направления развития и последние достижения в области МРС; для этого были систематизированы сведения, опубликованные в периодических изданиях, трудах международных и региональных конференций и симпозиумов. Рассмотрены физические принципы магнетронного распыления. При описании МРС большое внимание уделено устройствам с объёмным магнитным полем, усиленной ионизацией газовой среды и импульсным системам для нанесения тонких плёнок и покрытий различного назначения.

Из-за ограничения объёма и характера представленного материала автор рассматривает данную книгу как введение в физику и технику магнетронного распыления. Изложение методик расчёта и проектирования МРС, описание практических конструкций, а также технологии магнетронного распыления, требует публикации специальных монографий.

Книга предназначена для работников НИИ, КБ и промышленных предприятий, аспирантов и студентов, специализирующихся в области электронных физико-технических систем и ионно-плазменной технологии для электроники, оптики и машиностроения.

Автор выражает благодарность рецензентам А.А. Гончарову и И.С. Малашенко, а также Ю.Г. Кононенко за полезные советы и замечания, Л.Ю. Цыбульскому за помощь в оформлении графических материалов, своим коллегам за помощь при разработке и исследовании оригинальных магнетронных распылительных систем и подборе материалов для книги.

---

<sup>1</sup> См. также книгу [351], изданную в 2007 г.

# 1 ИОННОЕ РАСПЫЛЕНИЕ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ЭФФЕКТЫ

## 1.1 Характеристики процесса ионного распыления

Ионное распыление – это процесс кинетического выбивания атомов с поверхности твёрдого тела (мишени) за счёт передачи импульсов от ионов к атомам мишени при бомбардировке её поверхности ионами. В чистом виде этот процесс изучают, помещая мишень в вакуум и подвергая её бомбардировке ионами из специально сформированного ионного пучка.

Ионное распыление в условиях газового разряда – более сложный процесс, поскольку поверхность мишени подвергается воздействию не только ионов рабочего газа, но и других высокоэнергетичных частиц, включая атомы после перезарядки ионов и фотоны из разрядной плазмы. На поверхности мишени, находящейся в газовой среде, где имеются реакционно-активные добавки, одновременно происходят химические реакции, влияющие на ход процесса распыления. Примером может быть распыление в аргоне не очень высокой чистоты, где примеси кислорода или паров воды окисляют поверхность мишени и изменяют скорость распыления.

Когда речь идёт о системах, где мишень одновременно является катодом газового разряда, часто используют термин *катодное распыление*, имея в виду при этом, что распыление мишени есть результат воздействия всех частиц, попадающих на катод.

Физические процессы, приводящие к ионному распылению, и его характеристики детально описаны в литературе [10,48-52]; особенности процесса ионного распыления в газовых разрядах

описаны в [2,4,9,10,50]<sup>1</sup>. Здесь будут приведены только основные сведения по данному вопросу.

Коэффициент распыления  $S$  определяется по формуле

$$S = N_a / N_i, \quad (1.1)$$

где  $N_a$  — количество распылённых атомов,  $N_i$  — количество ионов, бомбардирующих распыляемую поверхность. Если поверхность

**Табл. 1.1.** Коэффициенты распыления различных материалов

Мишень	$S$
Ag	3,4
Al	1,2
Au	2,8
Be	0,8
Co	1,4
Cr	1,3
Cu	2,3
Fe	1,3
Ge	1,2
Hf	0,8
Mo	0,9
Nb	0,6
Ni	1,5
Pd	2,4
Pt	1,6
Si	0,5
Ta	0,6
Ti	0,6
V	0,7
W	0,6
Zr	0,8
Ионы — $Ag^+$ , $\epsilon_i = 600 \text{ эВ}$	

бомбардируют различные ионы и высокоэнергетичные нейтральные частицы (атомы после перезарядки ионов), то следует определять коэффициенты распыления для отдельных видов бомбардирующих частиц. В табл. 1.1 приведены значения коэффициентов  $S$  для ионов  $Ag^+$  с энергией  $\epsilon_i = 600 \text{ эВ}$ .

Ионное распыление начинается, когда энергия  $\epsilon_i$  превышает пороговое значение  $\epsilon_{\text{пор}}$ . Величина  $\epsilon_{\text{пор}}$  слабо зависит от массы сталкивающихся частиц и находится в диапазоне 10–30 эВ. При  $\epsilon_i < \epsilon_{\text{пор}}$  распыление атомов мишени не происходит, но возможна десорбция поверхностных загрязнений и химические реакции с ними.

Коэффициент распыления зависит от многих факторов.

**Зависимость  $S$  от энергии ионов  $\epsilon_i$ :** на рис. 1.1 приведены зависимости  $S(\epsilon_i)$  для энергий от десятых долей до десятков килоэлектронвольт. Как видно, при энергиях до 70–80 эВ функция  $S(\epsilon_i)$  быстро нарастает, затем скорость роста

<sup>1</sup>Исторические обзоры исследований ионного распыления приведены в [2, с. 355], [9, p.257], [50, с. 5–9].

постепенно снижается, и при 10-40 кэВ наступает насыщение<sup>1</sup>. Энергетическую эффективность процесса ионного распыления можно оценить величиной  $\eta$ , равной отношению массы материала, распыляемого в единицу времени с единицы площади, к плотности мощности ионной бомбардировки. Последний параметр определяется произведением плотности ионного тока на напряжение, ускоряющее ионы. Максимальное значение  $\eta$  достигается при энергии ионов 300-450 эВ [4, с. 43]. При этой энергии наибольшая её часть расходуется на процесс распыления материалов. Отметим, что в МРС энергия ионов соответствует значениям  $\eta$ , близким к максимальным.

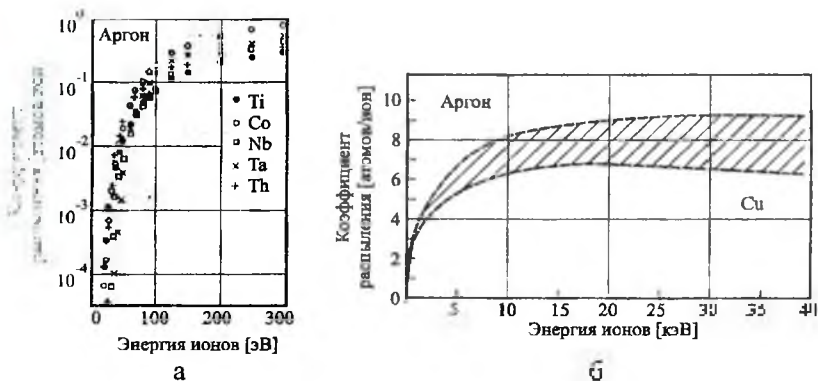


Рис. 1.1. Зависимости коэффициента ионного распыления от энергии ионов  $\text{Ar}^+$  для разных металлов (а) и меди (б) [2]

**Зависимость  $S$  от угла падения ионов  $\varphi$ :** при увеличении  $\varphi$  от 0 до 40-70° наблюдается рост  $S$  в соответствии с аппроксимационной формулой (1.2):

$$S(\varphi) = S(0)\cos^{-1}\varphi, \quad (1.2)$$

где  $S(0)$  – коэффициент распыления при нормальном падении ионов на мишень. При дальнейшем увеличении  $\varphi$  величина  $S$

<sup>1</sup>В [48,49] приведен большой объем данных по зависимостях  $S(\varepsilon_i)$  для различных ионов и материалов мишени.

снижается и при  $\varphi = 90^\circ$  практически равна нулю. В магнетронном разряде, как правило,  $\varphi = 0$ , поскольку граница разрядной плазмы, служащая эмиттером ионов, идёт параллельно поверхности мишени (катода), а силовые линии электрического поля в слое между катодом и плазмой представляют собой прямые, перпендикулярные поверхности мишени.

**Зависимость  $S$  от массы бомбардирующих ионов  $M_i$ :** коэффициент распыления  $S$  увеличивается с возрастанием  $M_i$  и атомного номера иона в области энергий, характерных для магнетронного разряда. На практике чаще всего в качестве рабочего газа, из которого образуют ионы, используют аргон, который достаточно хорошо распыляет материалы и относительно дешёвый.

Зависимость  $S$  от атомного номера распыляемого материала имеет сложный периодический характер; в пределах периода таблицы Д.И. Менделеева  $S$  возрастает по мере заполнения электронных  $d$ -оболочек.

Зависимость  $S$  от температуры мишени отсутствует в диапазоне от нуля до нескольких сотен градусов.

**Распылённые частицы обладают значительной кинетической энергией** ( $\sim 1-10$  эВ), благодаря которой они способны перемещаться на большие расстояния от мишени. Если на пути частиц располагается подложка, они конденсируются на ней, образуя слой из распылённого материала мишени. Этот процесс, собственно, и лежит в основе ионной технологии нанесения тонких плёнок.

На рис. 1.2 приведены распределения по энергиям атомов алюминия и вольфрама, распылённых ионами аргона. Энергия распылённых частиц значительно превосходит энергию частиц, полученных путём термовакuumного испарения, которая порядка 0,1 эВ. Повышенная энергия распылённых частиц приводит к энергетической активации процесса конденсации частиц на подложке и существенно влияет на свойства получаемых тонких

плёнок. В частности, повышается адгезия плёнок к подложке и уплотняется их структура.

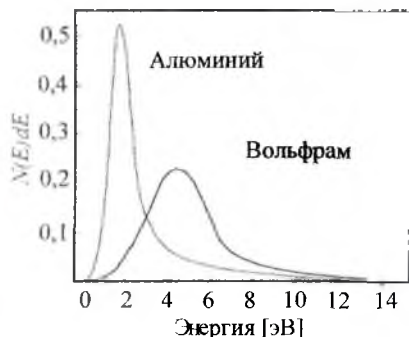


Рис. 1.2. Распределение распыленных атомов по энергиям [53]

При бомбардировке мишени сложного состава распыленные частицы могут быть не только в виде отдельных атомов, из которых состоит вещество мишени, но и молекулярных образований. При распылении оксидов и нитридов в инертном газе конденсат на подложке не будет полностью соответствовать химическому составу мишени из-за

частичной диссоциации распыленных молекул и потери ими кислорода и азота. Чтобы восстановить стехиометрию состава плёнок распыление проводят в смеси аргона с соответствующим реакционным газом.

Ионная бомбардировка мишени приводит к распылению материала не только в виде нейтральных атомов и молекул, но и в виде ионов. Доля ионов весьма мала и в большинстве случаев ею можно пренебречь, но распыленные нейтральные частицы могут ионизоваться в разрядном промежутке, и в таком случае их доля в потоке вещества, прибывающем к подложке, может достигать десятков процентов [21,22]<sup>1</sup>.

Ионная бомбардировка мишени приводит к вторичной **позитронной эмиссии** (её часто называют  $\gamma$ -эмиссией, т.к. она определяется коэффициентом  $\gamma$  в известной теории газового разряда Таунсенда) [51,52,54-57]. Коэффициент  $\gamma$  определяется отношением тока вторичных электронов к току первичных ионов. Эта эмиссия очень важна для поддержания самостоятельного разряда, если мишень является катодом разряда, используемого

<sup>1</sup> См. также разделы 2,5 и 3.2-3.5.

для генерации ионов. Условие его самоподдержания выражается уравнением (1.3):

$$\gamma M = 1, \quad (1.3)$$

где  $M$  — коэффициент генерации ионов в газе, определяемый количеством ионов, приходящих на катод при выходе из него одного  $\gamma$ -электрона. Этот коэффициент характеризует процессы ионизации газа в объёме разряда и прихода ионов на катод.

Вторичная ион-электронная эмиссия имеет две составляющие — потенциальную и кинетическую эмиссии, названные в соответствии с механизмом выхода электронов из твёрдого тела [51,52,54]. Первый вид эмиссии происходит под действием поля ионов, подошедших к поверхности тела, и не зависит от энергии ионов. Кинетическая эмиссия обусловлена передачей ионами части своей кинетической энергии электронам; эта составляющая  $\gamma$ -эмиссии пропорциональна  $\varepsilon_i$  в киловольтовом диапазоне энергий ионов.

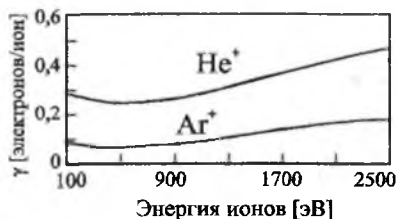


Рис. 1.3. Зависимости коэффициента ион-электронной эмиссии  $\gamma$  от энергии ионов  $\text{He}^+$  и  $\text{Ag}^+$ , бомбардирующих молибденовую мишень [2]

На рис. 1.3 приведены зависимости коэффициента  $\gamma$  от энергии ионов  $\text{He}^+$  и  $\text{Ag}^+$ , бомбардирующих молибденовую мишень. Как видно, при  $\varepsilon_i$  в диапазоне сотен электронвольт, соответствующих магнетронному разряду,  $\gamma$ -эмиссия практически не зависит от энергии ионов, т.е. является потенциальной, а для ионов аргона величина  $\gamma \sim 0,1$ .

На  $\gamma$ -эмиссию влияют различные факторы: род ионов (см. рис. 1.3), химический состав поверхности мишени (наличие окисных плёнок, диэлектрических включений и других загрязнений) и геометрия её поверхности [51,52,54]. Во время газового разряда в реальных технологических устройствах, особенно, в реакционной среде, коэффициент вторичной эмиссии



непрерывно изменяется, поэтому литературные данные о величине  $\gamma$  могут использоваться только как ориентировочные.

Надо отметить, что не только ионы вызывают вторичную эмиссию мишени в МРС. Она также происходит под воздействием возбуждённых метастабильных частиц и фотонов из разрядной плазмы и вследствие бомбардировки высокоэнергетичными нейтральными частицами. Однако, потенциальная  $\gamma$ -эмиссия играет наибольшую роль.

Ионы, бомбардирующие поверхность мишени, участвуют и в других процессах кроме вышеназванных: они нагревают тело мишени, частью проникают (имплантируются) в него или адсорбируются поверхностью, частью рассеиваются обратно.

**Нагрев мишени:** основная доля первичной мощности бомбардирующих ионов ( $\sim 80\%$ ) выделяется в виде тепла, поэтому мишени распылительных устройств требуют принудительного охлаждения. Мощность, расходуемая непосредственно на распыление материала мишени, не превышает  $5\%$ , а расход остальной части мощности связан с внедрением ионов в тело мишени, её радиационными повреждениями, обратным рассеиванием ионов, вторичной электронной эмиссией и электромагнитным излучением. Таким образом, энергетический КПД распылительных устройств не высок и составляет всего лишь несколько процентов.

**Имплантация ионов в мишень и их адсорбция:** поскольку энергия ионов в магнетронном разряде не превышает  $1\text{ кэВ}$ , ионы внедряются только в тонкий приповерхностный слой, затем они, а также адсорбированные ионы, освобождаются в нейтральном состоянии (в виде атомов) в процессе дальнейшего ионного распыления и десорбируются.

**Обратное рассеивание (отражение) ионов:** часть ионов при ударе о поверхность мишени рассеивается обратно в виде нейтральных атомов рабочего газа [51,52,54,58,59]. Доля же обратно рассеянных ионов, которые сохранили свой заряд, составляет малую величину ( $\sim 10^{-3}$ ), поэтому их можно не

принимать во внимание. Коэффициент отражения зависит от энергии первичных ионов, рода ионов и материала мишени. Для ионов аргона в условиях магнетронного разряда его величина может достигать 20 %, а в среднем она порядка нескольких процентов. При нормальном падении ионов обратно рассеянные атомы распределяются по углам вылета по закону косинуса, а спектр их энергий простирается от нуля до энергии первичных ионов  $\epsilon_i$ . Средняя энергия отражённых частиц достигает 100 эВ. Обратно рассеянные атомы летят в сторону подложки и могут передавать ей значительную энергию. Так, при осаждении алюминия со скоростью 0,6 мкм/мин с помощью магнетронного разряда в среде аргона плотности мощностей, передаваемых подложке, составляет [4, с. 55]:

- за счёт конденсации атомов Al около 1,7 Дж/(мин·см<sup>2</sup>),
- за счёт кинетической энергии распылённых атомов Al примерно 4,4 Дж/(мин·см<sup>2</sup>),
- за счёт кинетической энергии обратно рассеянных атомов Ar – около 1,5 Дж/(мин·см<sup>2</sup>).

**Особенности ионного распыления в присутствии реакционного газа.** Распыление в присутствии реакционного газа (кислорода, азота и др.) применяется для нанесения плёнок оксидов, нитридов и других соединений газообразных химических элементов с металлами и полупроводниками. Подобный процесс называют *реакционным распылением*. Он необходим вследствие того, что из-за диссоциации распыляемых соединений практически невозможно получить плёнки того же химического состава, как и мишень, если в технологической камере отсутствует соответствующий газ. Напуск газа в камеру и его активировка в магнетронном разряде способствуют получению плёнок с химическим составом, близком к стехиометрическому (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, AlN, TiO<sub>2</sub>, TiN, SiO<sub>2</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> и т.д.), даже при распылении элементарных мишеней. Однако присутствие реакционного газа сказывается на состоянии поверхности мишени и газовой среды в камере – проявляются эффекты “отравления” мишени и геттерирования (поглощения) реакционного газа. Эти эффекты существенно влияют на процесс

распыления мишени. Термин “отравление” означает, что на поверхности мишени образуется слой (плёнка) из продукта реакции распылённого и обратно рассеянного материала мишени

(металла) с газом — оксида, нитрида и т.д.

На рис. 1.4 представлены известные из многих работ [60] зависимости парциального давления реакционного газа и скорости распыления металлической мишени от величины потока реакционного газа, подаваемого в камеру. Для примера в качестве такого газа взят кислород. Зависимости имеют три характерных области или режима: режим

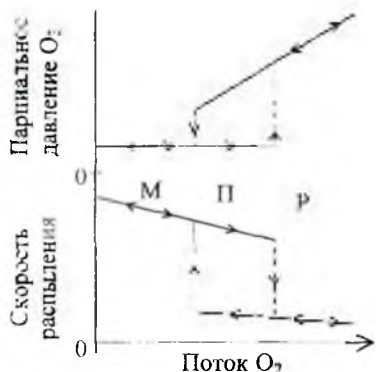
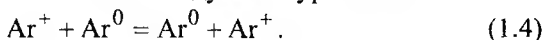


Рис. 1.4. Диаграммы зависимостей парциального давления O<sub>2</sub> и скорости осаждения покрытия от потока O<sub>2</sub> в процессе реакционного распыления

металла (М), в котором металлическая мишень практически не “отравлена”; режим (Р) явного реакционного распыления, в котором мишень сильно “отравлена” и распыляется соединение металла с газом; гистерезисная переходная область (П). В режиме М скорость распыления и геттерирование реакционного газа — максимальные. Наоборот, в режиме Р они — минимальные, поскольку коэффициент распыления оксидных и нитридных соединений существенно ниже коэффициента распыления чистого металла. Состав осаждаемой плёнки на подложке: в режиме М — близкий к материалу мишени, но с примесями газового элемента; в режиме Р — близкий к стехиометрическому. Режим П — нестабильный с сильно выраженным гистерезисом. Стрелки на графиках показывают, как ведёт себя распылительная система при увеличении потока напускаемого реакционного газа или его уменьшении. Реальные характеристики зависят от многих факторов (рода газа, материала мишени, плотности тока, параметров от качки, способа стабилизации рабочего режима).

**Столкновительный характер движения атомных частиц (ионов) в газе.** Рассмотрение процесса ионного распыления в газовом разряде не будет полным, если не упомянем о столкновительном характере движения ионов в слое пространственного заряда около мишени, а также распылённых частиц и отражённых атомов (нейтрализовавшихся ионов) в газе в направлении подложки.

Рассмотрим первую часть вопроса<sup>1</sup>. Ионы, попадающие на мишень в МРС, т.е. на катод, ускоряются в прикатодном слое положительного пространственного заряда [55-57]. Этот слой также называют тёмным катодным пространством, поскольку газ в нём светится намного слабее, чем в разрядной плазме. Слой автоматически образуется около катода в любом разряде из-за малой подвижности ионов, и он обеспечивает ускорение не только ионов, но и катодных электронов в обратном направлении. Падение напряжения на этом слое примерно равно разрядному напряжению  $U$ , и если ионы при своём движении не сталкиваются с газовыми молекулами, их энергия на катоде равна  $qU$ , где  $q$  – заряд иона. При встрече с молекулами газа ионы совершают упругие и неупругие столкновения: первые приводят к их отклонению от первоначального направления движения и потери части кинетической энергии; вторые при тех условиях, которые имеют место в распылительных системах, связаны с перезарядкой ионов, при которой ионы превращаются в нейтральные частицы с сохранением вектора своей скорости, а газовые молекулы превращаются в ионы с начальной энергией, соответствующей тепловой энергии молекул газа [54-57]. Затем нейтральные частицы летят к мишени-катоде по инерции, а ионы начинают ускоряться до нового столкновения с газовой молекулой или мишенью. Для реакции перезарядки ионов  $\text{Ar}^+$  в собственном газе можно записать следующее уравнение



Таким образом, движение ионов в катодном слое носит эстафетный характер, а катодное распыление обусловлено бомбардировкой ионами и нейтральными частицами [61-63]. Чем

<sup>1</sup> См. также раздел 2.5.

ниже давление рабочего газа и тоньше катодный слой, тем меньше роль этих эффектов.

Рассмотрим движение распылённых частиц и отражённых нейтрализовавшихся ионов через газ в направлении подложки. Указанные частицы при движении в газе совершают столкновения с газовыми молекулами и рассеиваются с потерей энергии направленного движения. При достаточно больших значениях  $pd_{м-п}$ , где  $p$  – давление рабочего газа в пространстве мишень-подложка,  $d_{м-п}$  – расстояние между мишенью и подложкой, эти частицы полностью теряют направленное движение и термализуются, т.е. замедляются до тепловых скоростей, соответствующих температуре газа. После этого распылённые частицы будут двигаться в режиме диффузии по закону “броуновского” движения. Величина  $pd_{м-п.диф}$ , при которой устанавливается диффузионный режим с термализацией высокоэнергетичных частиц, зависит от соотношения масс распылённых и отражённых высокоэнергетичных частиц и молекул газа. Чем больше масса сталкивающихся частиц, тем быстрее устанавливается такой режим. Ориентировочное значение  $pd_{м-п.диф}$  для разных газов и материалов мишени составляет 200-600 Па·см [4].

При значениях  $pd_{м-п} < pd_{м-п.диф}$  имеет место обратное рассеивание распылённых и отражённых частиц на газовых молекулах с частичной потерей энергии. Обратное рассеивание с возвратом части распылённых атомов на мишень приводит к уменьшению коэффициента распыления, и в целом оно снижает скорость осаждения тонких плёнок на подложку.

Иногда столкновительный режим переноса распылённых атомов применяют для нанесения относительно равнотолщинных слоёв на подложки со сложным рельефом, запыления их обратной стороны, а также для получения нанокластеров из атомов мишени и аэрозолей в газовой фазе. Термализацию высокоэнергетичных частиц применяют в случаях, когда необходимо осаждать слои на структуры, чувствительные к таким частицам (например, на сверхпроводниковые и МДП структуры).

Для определения характеристик переноса распылённых атомов и отражённых высокоэнергетичных частиц к подложке можно использовать результаты расчётов, приведенные в [4, с. 48] и [64]. В [63] представлена гибридная модель распылительной системы, учитывающая столкновительный характер движения ионов в прикатодном слое и распылённых атомов в промежутке “мишень-подложка”, неплохо согласующаяся с экспериментом. В соответствии с ней в планарной системе скорость осаждения плёнки  $D$  определяется по формуле:

$$D = V_s \frac{\lambda_a}{d_{\text{м-п}}} = V_s \frac{M_a + M_g}{\pi(R_a + R_g)^2 n_g M_g d_{\text{м-п}}}, \quad (1.5)$$

где  $V_s$  – скорость распыления мишени,  $\lambda_a$  – средняя длина пробега распылённого атома в рабочем газе,  $M_a$  и  $R_a$  – масса и радиус распылённого атома,  $M_g$  и  $R_g$  – масса и радиус молекулы газа,  $n_g$  – концентрация молекул рабочего газа.

В магнетронном разряде эффекты столкновений с газовыми молекулами проявляются в меньшей мере, чем в устройствах катодного распыления с аномальным тлеющим разрядом, поскольку давление рабочего газа и толщина катодного слоя меньше в первом случае.

## 1.2 Системы ионного распыления и их сравнение

Для реализации метода ионного распыления материала, из которого формируется плёнка на подложке, необходимы свободные ионы, ускоренные до таких скоростей, при которых коэффициент распыления материала мишени имеет практически значимую величину. Для получения ионов применяют различные газовые разряды и распылительные системы.

Распылительные системы разделяют на два типа в зависимости от способа получения свободных ионов: ионно-плазменные и ионно-лучевые [4]. В первых источником ионов служит газоразрядная плазма, создаваемая в непосредственной

близости от распыляемой мишени, а ускорение ионов к ней осуществляется в слое положительного пространственного заряда, отделяющего мишень от плазмы. Для этого на мишень подают отрицательный потенциал относительно плазмы. Во многих системах ионы генерируются в отдельном устройстве – ионном источнике (ионной пушке), где собственно и происходит ускорение ионов, затем они в виде ионного луча направляются к мишени. На рис. 1.5 схематично показаны оба типа распылительных систем. Диодная (а), триодная (б) и магнетронная (в) системы относятся к ионно-плазменным. В четвертой ионно-лучевой системе (г) используется автономный ионный источник ИИ. Чёрные жирные точки (ионы) нанесены на рисунках ионно-плазменных систем в области слоев положительного пространственного заряда около мишеней.

В распылительных системах подложки П размещаются напротив мишеней М на минимально возможном расстоянии, чтобы поток распылённых атомов мишени попадал на подложки и осаждался на их поверхности, образуя слой (тонкую плёнку) из распылённого материала. При этом расстояние между мишенями и подложками в ионно-плазменных системах должно быть таким, чтобы подложки не мешали поддержанию разряда. В ионно-лучевой системе подложка не должна мешать прохождению ионного луча к мишени. В технологических установках подложки часто размещают на вращающихся держателях для получения однородного по толщине слоя осаждённого материала.

В диодной и магнетронной системах (последняя, кстати, тоже является диодной) мишень (М) одновременно служит катодом (К) разряда, генерирующего ионы. Анодом (А) служит либо подложкодержатель, либо стенки газоразрядной камеры. Поскольку потенциал разрядной плазмы близок к потенциалу анода, в этих системах напряжение, ускоряющее бомбардирующие мишень ионы, примерно равно разрядному напряжению. Отсюда следует, что в ионно-плазменных распылительных системах должен быть использован разряд с напряжением порядка 0,5 кВ и выше, который соответствует максимальному значению энергетической эффективности



ионного распыления  $\eta$  [4] и может поддерживаться при низком давлении. Этому требованию соответствует аномальный тлеющий разряд с питанием напряжением постоянного тока или высокой частоты в системе без магнитного поля (рис. 1.5а) и магнетронный разряд в системе, показанной на рис. 1.5в.

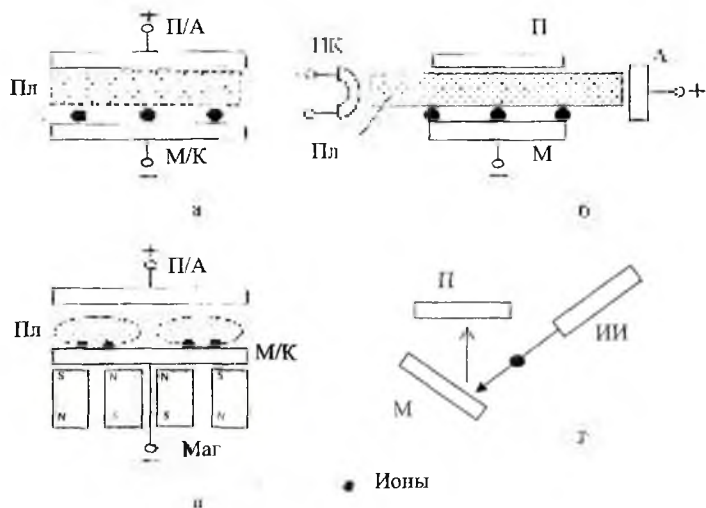


Рис. 1.5. Схемы распылительных систем: а – диодная, б – триодная, в – планарная магнетронная, г – с автономным ионным источником. А – анод, ИИ – ионный источник, К – катод, М – мишень, Маг – магнит, НК – накаливаемый катод, П – подложка, Пл – плазма разряда

В триодной системе (рис. 1.5б) создаётся вспомогательный дуговой разряд с помощью накаливаемого катода (НК) и отдельного анода (А), а мишень (М) и подложка (П) располагаются вдоль плазменного столба разряда. В этой системе ток дугового разряда определяет плотность ионного тока на мишени, а отрицательное напряжение смещения мишени определяет энергию ионов и коэффициент распыления материала мишени. В некоторых триодных системах используется продольное магнитное поле для стабилизации дугового разряда.

В ионно-лучевой системе (рис. 1.5г) ток ионов на мишень и их энергия регулируются независимо внутри ионного источника (ИИ). Для эффективной транспортировки ионного луча из источника к подложке необходимо компенсировать пространственный заряд ионов. Для этой цели обычно применяют вспомогательный накалённый катод, эмитирующий электроны в ионный поток. Очевидно, что ионно-лучевая система наиболее сложная из всех рассмотренных.

Магнетронная система по своей сложности занимает промежуточное место между диодной и триодной.

В табл. 1.2 приведены параметры рассмотренных систем при питании напряжением постоянного тока (ПТ) и высокой частоты (ВЧ), а на рис. 1.6 приведены вольт-амперные характеристики

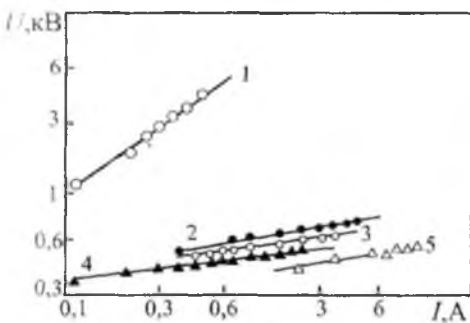


Рис. 1.6. Вольт-амперные характеристики различных распылительных систем [9]. 1 – плоскопараллельная диодная система без магнитного поля, 2 – цилиндрический стержневой магнетрон, 3 – круглый планарный магнетрон, 4 – цилиндрический с мишенью в виде трубы, 5 – прямоугольный планарный магнетрон. Давление аргона [Па]: 1 – 6,5; 4-5 – 0,13

ионов максимальна приближена к поверхности мишени. Первое свойство даёт превосходство магнетронной системе над диодной и триодной, а второе – над ионно-лучевой системой, так

диодной и магнетронных систем.

Можно видеть, что МРС превосходит другие по величине ионного тока, максимальной мощности, энергетической эффективности процесса ионного распыления  $\eta$  и энергетической эффективности всей системы  $\eta_c$ .

Это обусловлено тем, что в МРС наиболее эффективно генерируются свободные ионы, бомбардирующие мишень, а область генерации

как отсутствуют проблемы, связанные с транспортировкой ионов на большие расстояния.

Более высокая эффективность ионизации газа в магнетронном разряде (рис. 1.5в) в сравнении с аномальным тлеющим разрядом в диодной системе без магнитного поля (рис. 1.5а), даёт и другие преимущества МРС, а именно: разрядное напряжение и рабочее давление газа существенно ниже (см. табл. 1.2. и рис. 1.6).

Количественно эффективность ионизации определяется величиной коэффициента  $M = 1/\gamma$  в соответствии с уравнением (1.3) для самостоятельного газового разряда. В магнетронном разряде  $M \approx 10$ , а коэффициент вторичной эмиссии катода  $\gamma$  должен составлять около  $1/10$ . Для поддержания разряда при такой величине  $\gamma$ , когда работает механизм потенциальной ионно-электронной эмиссии, вполне достаточно разрядного напряжения в несколько сот вольт.

В аномальном тлеющем разряде  $M$  в несколько раз меньше, поэтому должно выполняться условие  $\gamma \approx 0,3-1,0$ , и должен работать наряду с потенциальной  $\gamma$ -эмиссией механизм кинетической эмиссии, а это обеспечивается при более высоких разрядных напряжениях, что и наблюдается на практике.

В то же время рабочие давления в магнетронной системе выше, чем в триодной. Это объясняется тем, что электронная эмиссия накаливаемого катода во второй системе обеспечивает поддержание дугового разряда при очень низком давлении рабочего газа. В магнетронной системе нельзя чрезмерно снижать давление, так как при этом  $M$  становится ниже значения  $1/\gamma$ , и нарушается условие самоподдержания разряда (1.3).

В ионно-лучевой системе нет ограничений на нижний уровень рабочего давления, и более того, чем ниже давление, тем с меньшими потерями ионный луч достигнет поверхности мишени. В этой системе давление газа в пространстве около мишени и подложки определяется натеканием газа из ионного источника и скоростью откачки технологической камеры.

Преимуществом магнетронной системы над другими является то, что в магнетронном разряде можно получать очень

высокие плотности ионного тока (до десятков ампер на квадратный сантиметр), недостижимые в других системах (в диодной системе на аномальном тлеющем разряде плотность тока составляет 1-10 мА/см<sup>2</sup>, в ионно-лучевой системе – до 1 МАСм<sup>2</sup>), и высокие скорости нанесения слоёв материала на подложки (1 мкм/мин и выше). Получению высокой скорости осаждения способствует и то, что магнетронный разряд можно поддерживать при относительно низком давлении (~ 0,1 Па), при котором минимизируется обратное рассеивание распылённого вещества при переносе к подложке через пространство, заполненное рабочим газом.

Повышенное давление рабочего газа в диодных системах без магнитного поля приводит к частым столкновениям ускоряемых ионов с частицами газа в катодном слое и снижению энергии ионов, бомбардирующих мишень, поэтому в этих системах приходится использовать аномальный разряд с напряжением на прикатодном слое до 5 кВ (см. рис. 1.6), чтобы получить заметное распыление катода-мишени. Высокое напряжение в свою очередь приводит к большой энергии катодных электронов после ускорения в слое в сторону подложки. Энергия может достигать величины  $eU$ , где  $e$  – заряд электрона. Катодные электроны бомбардируют подложку и сильно её нагревают, а также вызывают радиационные повреждения тонкоплёночных структур. В магнетронных системах этот эффект проявляется в гораздо меньшей степени, так как разрядные напряжения ниже ( $U < 1$  кВ), а поперечное магнитное поле отклоняет катодные электроны в сторону от подложки. Таким образом, в MPC радиационное воздействие и тепловая нагрузка на подложки меньше, чем в диодных системах без магнитного поля.

В магнетронном разряде можно получать высокую степень ионизации распылённого вещества (до 90 % [21,22]) благодаря большой плотности разрядного тока в плазме, и реализовывать процессы осаждения тонких плёнок с ассистированием собственными ионами (I-PVD, IA-PVD или IE-PVD технологии).

Табл. 1.2. Рабочие параметры различных типов распылительных систем [4, с. 43]

Параметр	Диодная ПТ	Диодная ВЧ	Триодная без м.п.	Триодная с м.п.	Система с ИИ	Магнетр. ПТ	Магнетр. ВЧ
$p$ , Па	1-15	0,5-5	0,05-0,7	0,01-0,15	$(1-15)10^{-3}$	0,3-1,5	0,1-0,7
$U$ , кВ	3,0-5,0	1,0-2,0	1,0-2,0	1,0-2,0	1,0-3,0	0,4-0,8	0,7-1,0
$\varepsilon_i$ , кэВ	2,0-3,5	0,7-1,5	1,0-2,0	1,0-2,0	1,0-3,0	0,3-0,5	0,5-0,7
$I_i$ , А	0,5-0,8	1,0-2,0	3,0-5,0	10-15	0,2-0,5	$15-20^1$	2,0-4,0
$W_c$ , кВт	2,0-5,0	3,0-5,0	10-15	35-40	8,0-10	$8,0-15^2$	3,0-5,0
$\chi$	0,5-0,6	0,2-0,6	0,3-0,7	0,3-0,7	0,03-0,15	0,6-0,7	0,3-0,6
$\eta$ , мкг/Дж	0,9-1,4	1,6-2,5	1,4-2,1	1,4-2,1	1,0-2,1	3,0-3,8	2,5-3,0
$\eta_c$ , мкг/Дж	0,5-0,7	0,5-1,0	0,6-1,0	0,6-1,0	0,06-0,15	2,1-2,3	0,9-1,5

Примечание: м.п. – магнитное поле, ИИ – ионный источник,  $p$  – давление газа,  $U$  – разрядное напряжение,  $\varepsilon_i$  – энергия ионов на мишени,  $I_i$  – ток ионов на мишень,  $W_c$  – суммарная мощность, потребляемая системой, включая затраты мощности на накал термокатодов, вспомогательные разряды и питание соленоидов,  $\chi = \varepsilon_i I_i / W_c$  – отношение мощности ионного потока на мишень ко всей мощности, потребляемой системой,  $\eta$  – энергетическая эффективность процесса ионного распыления,  $\eta_c = \eta \varepsilon_i I_i / W_c$  – энергетическая эффективность всей системы.

<sup>1</sup> В современных системах для нанесения плёнок на большие поверхности ток ионов может достигать 100 А и более

<sup>2</sup> В современных системах для нанесения плёнок на большие поверхности величина мощности может достигать 100 кВт и более

## 2 ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ФИЗИКА МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА

### 2.1 Разновидности электрических разрядов в магнитном поле. Основные термины и определения

Рассмотрение электрических разрядов в магнитном поле, следует начать с утверждения о том, что любой известный вид разряда в газе может существовать и при наложении на него магнитного поля. Подтверждений этому – множество, если проанализировать мировую научно-техническую литературу о поведении разрядов низкого ( $p < 100$  Па), среднего ( $100 \text{ Па} < p < 10 \text{ кПа}$ ) и высокого ( $p > 10 \text{ кПа}$ ) давлений при помещении их в магнитное поле. Магнитное поле накладывалось на тлеющий, дуговой, искровой, высокочастотный и микроволновый разряды во всех их разновидностях, а также на вакуумно-дуговой разряд в парах материала электродов. Оно накладывалось как на разряды с неравновесной нетермической плазмой, так и на разряды с равновесной термической плазмой. Оно применялось в системах с объёмными разрядами и разрядах с контрагированным (сжатым) положительным столбом. Магнитное поле создавалось либо по всёму межэлектродному промежутку, либо только в какой-то его части (катодной, анодной или в области положительного столба).

Из всего этого следует, что разряды в магнитном поле можно разделять на те же самые виды, что и разряды без магнитного поля, т.е. на тлеющий, дуговой и т.д.

Возникает вопрос, могут ли существовать разряды только при наличии магнитного поля? Очевидно, ответ будет простым: если газ помещён в статическое, постоянное магнитное поле, отсутствует электрическое поле достаточной величины, а начальная энергия частиц, способных ионизовать газ, мала, то

разряд не возможен как явление, связанное с ионизацией газа. Постоянное магнитное поле само по себе не может увеличить энергию заряженных или нейтральных частиц до уровня, при котором возможна ионизация газа. Это объясняется тем, что сила воздействия магнитного поля на электроны (сила Лоренца) ортогональна скорости электрона и может изменять только направление, а не модуль вектора скорости. В самом деле, выражение для вектора силы Лоренца  $\mathbf{F}_L$ , действующей на электрон, имеет вид:

$$\mathbf{F}_L = -e[\mathbf{v} \mathbf{B}] = e[\mathbf{B} \mathbf{v}], \quad (2.1)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $\mathbf{v}$  – вектор скорости электрона,  $\mathbf{B}$  – вектор индукции магнитного поля.

Однако возможен разряд в переменном магнитном поле, например, безэлектродный *индукционный разряд* или *H-разряд* (в англоязычной литературе – *Inductively Coupled Plasma* или *ICP*). В этом случае около диэлектрической стенки разрядной камеры располагается индуктор в виде катушки из нескольких витков, подключённой к генератору ВЧ. Индуктор создаёт в камере переменное магнитное поле и в соответствии с законом электромагнитной индукции вихревое электрическое поле с кольцевыми силовыми линиями. Если напряжённость этого поля достаточно высока, то возникает и поддерживается кольцевой электрический разряд в виде светящегося тороида. При этом индуктор и кольцевой разряд представляют собой высокочастотный трансформатор без сердечника, в котором кольцевой разряд является короткозамкнутой вторичной обмоткой. Возможен индукционный разряд и в трансформаторной системе с сердечником, где разрядная камера выполняется в виде тороида, надетого на сердечник, а тороидальный разряд представляет собой короткозамкнутую вторичную обмотку трансформатора. Подобная разрядная система реализована в установках для термоядерных исследований типа ТОКАМАК [65, с.174], [66, с.220]. Таким образом, индукционный разряд возникает благодаря индуцированному электрическому полю; магнитное поле играет вспомогательную роль. Далее будут описаны МРС, в которых



используется индукционный ВЧ разряд одновременно с магнетронным разрядом постоянного тока.

Разряды можно классифицировать по конфигурации и ориентации магнитного поля относительно электрического поля:

разряды в *скрещенных полях* или в *поперечном* магнитном поле; (электрическое и магнитное поля ортогональны друг другу,  $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$ ; силовые линии магнитного поля направлены поперёк линий тока);

разряды в *параллельном* или *продольном* магнитном поле (электрическое и магнитное поля параллельны друг другу,  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ ; магнитное поле направлено вдоль линий тока)<sup>1</sup>;

разряды в *квадрупольном* магнитном поле (при квадрупольной системе электродов можно получить скрещенные поля; при плоских электродах – в зависимости от их площади и расположения – либо скрещенные поля, либо смешанные);

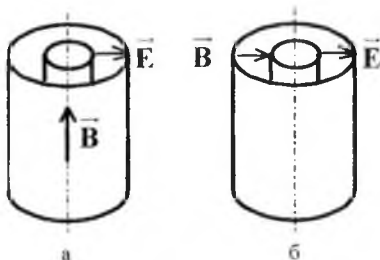
разряды в *смешанных* или *гибридных полях* (в части межэлектродного промежутка – скрещенные поля, в части – параллельные поля, в части – силовые линии электрического и магнитного полей наклонены друг к другу).

Очевидно, что отнесение разрядов к той или иной разновидности зависит не только от конфигурации магнитного поля, но и от формы электродной системы. Для **разряда в скрещенных полях** должно соблюдаться следующее правило: **силовые линии магнитного поля должны быть параллельны поверхности электродов.**

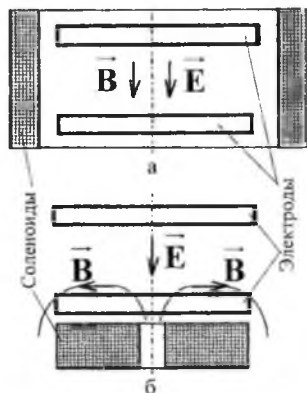
Рассмотрим для примера коаксиальную цилиндрическую систему электродов. При аксиальном магнитном поле (поле, направленном вдоль оси системы, как на рис. 2.1а) мы имеем случай поперечного магнитного поля или скрещенных полей, так как аксиальное магнитное поле ортогонально радиальному электрическому. Для создания аксиального магнитного поля используют внешний коаксиальный соленоид или постоянный магнит с осевой намагниченностью. При радиальном магнитном поле мы имеем случай параллельных полей (рис. 2.1б). Для

<sup>1</sup> Иногда в литературе *аксиальное* (осевое) магнитное поле в протяжённых осесимметричных электродных системах называют продольным, хотя силовые линии полей ортогональны друг к другу

создания радиального магнитного поля используют коаксиальные полюсные наконечники или радиально намагниченные магниты, поверхность которых может служить электродами. Направление вектора индукции  $\vec{B}$  не принципиально для работы систем.



**Рис. 2.1.** Коаксиальные системы электродов с аксиальным (а) или радиальным (б) магнитным полем; внешний электрод – катод



**Рис. 2.2.** Системы с плоскими электродами и аксиальным (а) или радиальным (б) магнитным полем; нижний электрод – катод

Коаксиальную систему электродов со скрещенными полями назвали *магнетроном* (1921 г., [67]). Вакуумный магнетрон с внутренним накаливаемым катодом до сих пор применяется как электронный прибор для генерации микроволновых (СВЧ) колебаний. Для того чтобы не путать вакуумный магнетрон с газоразрядным, последний часто называют *газوماгнетроном*. В электронной технике приборы со скрещенными полями принято называть приборами М-типа. Коаксиальные цилиндрические магнетроны с аксиальным магнитным полем разделяют на два вида в зависимости от полярности электродов. Систему с внутренним катодом называют *нормальным магнетроном*, а систему с внутренним анодом – *обращённым* или *инверсным магнетроном*. Соответственно, разряд, создаваемый в магнетроне, называют *магнетронным*. Сейчас этим термином

обозначают все виды разрядов со скрещенными полями независимо от конфигурации электродов.

Рассмотрим системы с плоскими электродами (рис. 2.2), в которых магнитное поле создается с помощью соленоидов. Здесь при аксиальном магнитном поле (а) имеем продольные параллельные поля; при радиальном магнитном поле (б) – скрещенные поля, но только в области, где силовые линии магнитного поля параллельны поверхности электродов. Систему на рис. 2.2б называют *планарным магнетроном*. Направление вектора индукции  $\mathbf{B}$  не принципиально для работы систем.

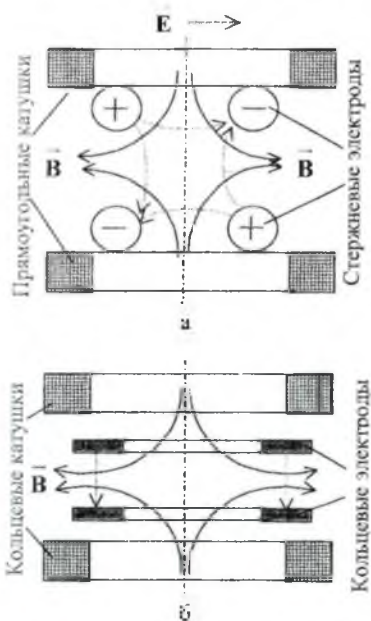


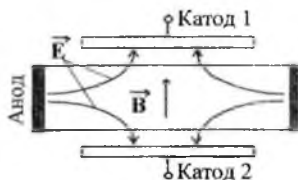
Рис. 2.3. Системы с квадрупольным магнитным полем, квадрупольными стержневыми (а) и плоскими кольцевыми электродами (б)

На рис. 2.3 показаны системы с квадрупольным магнитным полем<sup>1</sup>. Система, показанная на рис. 2.3б, отличается от системы на рис. 2.2б наличием двух катушек и размещением электродов только в той области, где  $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$ . В [68,69] приведены результаты исследования системы с квадрупольным магнитным полем и плоскими электродами в сравнении с системами с продольным и поперечным магнитным полем. Исследования квадрупольной системы с полусферическим катодом представлены в [70], а с профилированным – в [71].

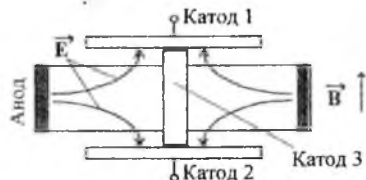
Примером разряда со смешанными полями является *разряд Пеннинга*, создаваемый в двухкатодной электродной системе с аксиальным магнитным

<sup>1</sup> См. также квадрупольную систему на рис. 2.6г.

полем типа *ячейка Пеннинга* (рис. 2.4). В центральной части ячейки электрическое и магнитное поля параллельны друг к другу, а на периферии – поля ортогональны, т.е. скрещенные.



**Рис. 2.4.** Ячейка Пеннинга с кольцевым (цилиндрическим) анодом



**Рис. 2.5.** Трансформация ячейки Пеннинга в магнетрон с катодными торцами

В результате, разряд в центральной части является отражательно-колебательным, исходя из характера траекторий электронов, колеблющихся между катодами вдоль магнитного поля, а на периферии – как в нормальном цилиндрическом магнетроне. Направление вектора  $\mathbf{B}$  не принципиально.

При значительном увеличении концентрации колеблющихся электронов в условиях слабой компенсации пространственного заряда электронов зарядом ионов при очень низком давлении газа потенциал на оси ячейки может понизиться до потенциала, близкому к потенциалу катода. В этом случае ячейка Пеннинга превращается в нормальный магнетрон с виртуальным цилиндрическим катодом на оси и торцевыми катодами. На рис. 2.5 показана подобная трансформация ячейки Пеннинга путём помещения на её оси реального цилиндрического катода 3. МРС с такими электродами известна как *стержневой цилиндрический магнетрон* [9,72].

Ячейки Пеннинга полезны для распыления магнитных материалов, поскольку в них отсутствует шунтирование магнитного поля при изготовлении катодов из таких материалов.

Возможны и другие варианты электродных систем для поддержания разрядов в магнитном поле. В МРС, как это будет показано дальше, наиболее часто используют планарный магнетрон. Затем по частоте применения следуют цилиндрические магнетроны и ячейка Пеннинга.

Разряды в магнитном поле можно классифицировать по характеру его изменения в пространстве и во времени:

- *разряды в статическом, постоянном магнитном поле* (такие разряды наиболее часто используются в МРС);
- *разряды в однородном и неоднородном магнитном поле* (в МРС обычно используется неоднородное поле; практически однородные скрещенные поля можно получить в магнетронах с коаксиальными электродами, радиус которых намного больше межэлектродного промежутка);
- *разряды в магнитном поле, изменяющемся во времени* (здесь мы не рассматриваем ВЧ индукционные Н-разряды; вариации поля используются для управления разрядом, в частности, для стабилизации разрядного напряжения при сильной эрозии катода-мишени, а также в системах с “магнитным смещением” подложки<sup>1</sup>; применяются относительно медленные вариации внешнего магнитного поля, так как из-за ограниченной скорости его проникновения через проводящие оболочки внутреннее поле в МРС не будет успевать изменяться вслед за быстрой вариацией внешнего поля<sup>2</sup>);
- *разряды в магнитном поле с изменяемой во времени конфигурацией или ориентацией, или перемещением в пространстве*, в частности, разряды в бегущем или вращающемся магнитном поле (такие разряды обычно осуществляются в МРС с несбалансированной магнитной системой для управления ионным потоком на подложку и со сканированием зоны разряда для более равномерной выработки мишеней<sup>3</sup>).

Разряды, точнее разрядные системы, можно различать и по способу создания магнитного поля. Для генерации поля обычно применяются внешние соленоиды (катушки) и постоянные магниты в отдельности или вместе. Совместное использование

<sup>1</sup> См. разделы 3.1 и 3.2.3.

<sup>2</sup> Быстрое магнитное управление применяется в газоразрядных коммутрующих приборах с незамкнутым внешним электродом [73].

<sup>3</sup> См. раздел 3.1.

магнитов и катушек осуществляется в МРС со сканированием магнитного поля и с несбалансированными магнитными системами<sup>1</sup>.

Применение соленоидов даёт преимущество в возможности регулировки магнитного поля, но они достаточно громоздки, требуют электрического питания и охлаждения. В последнее время стали применять системы с подвижными постоянными магнитами для изменения величины и конфигурации поля в разрядном промежутке<sup>1</sup>.

В некоторых магнеторазрядных системах катушки в виде маловитковых индукторов и магниты размещаются внутри разрядной камеры, и они могут одновременно служить электродами для разряда постоянного или переменного тока (см., например, приборы [74], а также магнитные манометрические преобразователи ПММ-32-1, ПММ-38, ПММ-44 и др. для вакуумметров [75]). В приборе, известном, как *индутрон* [76], катод выполнен в виде короткозамкнутой одновитковой обмотки трансформатора, помещённой в тороидальную разрядную камеру. В индутроне поддерживается разряд в скрещенных полях за счёт магнитного поля рассеивания катода.

Внутренние индукторы применяют в МРС с ионизационным усилением для осуществления процессов I-PVD (IA-PVD, IE-PVD) [21,22]<sup>2</sup>. Если через внутренний индуктор в виде нескольких витков будет пропускаться ток высокой частоты, то он будет создавать наряду с вихревым (кольцевым) электрическим полем аксиальное электрическое поле за счёт падения напряжения на витках индуктора. В этом случае будет реализован гибрид из ВЧ Н- и Е-разрядов в области индуктора и магнетронного разряда постоянного тока в области мишени.

Наконец, разряды можно классифицировать по главному эффекту, который достигается при наложении магнитного поля и используется в магнеторазрядных системах. Перечислим основные из них:

<sup>1</sup> См. раздел 3.1.

<sup>2</sup> См. раздел 3.5.



*разряд с удлинением траекторий электронов в межэлектродном промежутке за счёт действия силы Лоренца, разряд с диффузией разрядной плазмы вдоль силовых линий магнитного поля,*

*разряд с удержанием заряженных частиц (плазмы) в разрядном объёме и стабилизацией положительного столба за счёт подавления диффузии заряженных частиц поперёк силовых линий магнитного поля,*

*разряд с перемещением в пространстве под действием стационарного магнитного поля*

Основу физики всех этих разрядов составляет *магнетронный эффект* – искривление траекторий заряженных частиц при их движении поперёк силовых линий магнитного поля из-за действия силы Лоренца. Поскольку величина магнетронного эффекта обратно пропорциональна массе частицы, его влияние на движение электронов намного сильнее, чем на движение ионов. Отсюда следует, что вышеуказанные разряды обусловлены магнетронным эффектом для электронов. Рассмотрим их.

Разряд с удлинёнными траекториями электронов в межэлектродном промежутке применяется в МРС. Магнитное поле в этих системах направляется поперёк электрического в соответствии с выводом из уравнения для силы Лоренца. В самом деле, перепишем выражение (2.1) для силы Лоренца, действующей на электрон, в скалярной форме:

$$F_L = |F_L| = |-e[\mathbf{v} \mathbf{B}]| = evB \sin \alpha, \quad (2.1a)$$

где  $\alpha$  – угол между векторами  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{B}$ . Из (2.1a) видно, что величина силы Лоренца максимальна при движении электронов поперёк силовых линий магнитного поля, когда  $\alpha = 90^\circ$ , т.е. в случае скрещенных полей.

Удлинение траекторий электронов приводит к увеличению количества ионизирующих столкновений, совершенных каждым электроном на пути к аноду. Это приводит в свою очередь к паработке большой концентрации ионов, увеличению плотности ионного тока на катод по сравнению с разрядом без магнитного поля, увеличению тока ионно-электронной эмиссии и интенсивности ионного распыления катода. Таким образом, для



получения максимальной эффективности МРС необходимо применять в них скрещенные поля.

Увеличение количества столкновений электронов на пути к аноду при наложении поперечного магнитного поля в какой-то мере эквивалентно повышению давления газа. В первом приближении эквивалентное давление можно оценить по формуле [4]

$$P_{\text{экв}} \approx p_0 \omega_e \tau_e, \quad (2.2)$$

где  $p_0$  — давление газа при отсутствии магнитного поля,  $\omega_e$  — циклотронная частота электрона,  $\tau_e$  — среднее время между столкновениями электрона с молекулами газа. В типичных для МРС условиях величина  $\omega_e \tau_e \sim 300$ .

Благодаря эффекту удлинения траекторий электронов самостоятельный магнетронный разряд может поддерживаться до давлений ниже  $10^{-10}$  Па, поэтому он нашел применение не только в МРС, но и в манометрических преобразователях для измерения высокого вакуума и насосах для его получения.

При повышении давления газа до величины, при которой  $\omega_e \tau_e \leq 1$ , эффект удлинения траекторий электронов становится несущественным, так как траектории электронов не успевают измениться за время между столкновениями.

Разряды с диффузией разрядной плазмы вдоль силовых линий магнитного поля используются в МРС с несбалансированной магнитной системой, которая образует канал ("коридор") из магнитных силовых линий, идущих к подложке из зоны мишени<sup>1</sup>. Таким образом, в этих системах около мишени, где генерируется плазма, создаются скрещенные поля, а около подложки продольное магнитное поле. Благодаря этому плазма диффундирует с минимальными потерями, повышается концентрация ионов около подложки и плотность ионного тока на ней при подаче отрицательного смещения. Это создаёт условия для эффективного ионного воздействия на процесс роста плёнок и покрытий.

Удержание заряженных частиц (плазмы) за счёт подавления диффузии поперёк силовых линий магнитного поля реализуется в

<sup>1</sup> См. раздел 3.2.1.

магнетронных системах в той или иной форме. Так, удержание заряженных частиц (плазмы) поперечным магнитным полем около поверхности катода-мишени в МРС с сбалансированной магнитной системой<sup>1</sup> приводит к локализации плазмы около мишени. Это минимизирует воздействие заряженных частиц на подложку по сравнению с МРС с несбалансированной магнитной системой и диодной системой ионного распыления на аномальном тлеющем разряде без магнитного поля. *Эффект удержания плазмы около мишени часто называют эффектом магнитной ловушки.*

Магнетронный разряд с удержанием объёмной плазмы (или с *магнитной изоляцией* стенок) реализуется в системах с силовыми линиями магнитного поля, параллельными поверхности стенок, и полем так называемой *остроугольной или кастовой конфигурации* (от английского слова *cusp*)<sup>2</sup>.

В триодной системе ионного распыления (см. рис. 1.5б и табл. 1.2) магнитное удержание плазменного столба и изоляция от стенок продольным магнитным полем используется для стабилизации дугового разряда с повышенным током при низких давлениях.

Рассмотрим разряды с перемещением под действием стационарного магнитного поля. Эти разряды отличаются от разрядов, перемещающихся вместе с локализованным магнитным полем, тем, что внешнее магнитное поле не локализовано, т.е. более-менее равномерно распределено в разрядном промежутке и не изменяет своей индукции во времени. Разряды, перемещающиеся вместе с магнитным полем, были рассмотрены выше.

На микроскопическом (кинетическом) уровне механизм перемещения в стационарном магнитном поле объясняется действием на заряженные частицы силы Лоренца и их столкновениями с нейтральными частицами. Направление действия силы Лоренца определяется уравнением (2.1), а затем заряженные частицы при своём движении сталкиваются с нейтральными газовыми молекулами и передают последним

<sup>1</sup> См. разделы 2.4.5 и 3.2.

<sup>2</sup> См. разделы 3.2.2, 3.3 и 3.4.

некоторую часть своей энергии, увлекая их за собой. Таким образом, перемещение заряженных частиц может вызвать перемещение всех компонент газовой среды. Очевидно, что скорость движения заряженных частиц будет зависеть не только от параметров магнитного поля, но и от динамического сопротивления газовой среды.

На макроскопическом (гидродинамическом) уровне механизм перемещения можно объяснить, используя закон Ампера. Как известно, этот закон определяет силу, действующую на проводник с током, помещенный в магнитное поле. Поскольку газоразрядная плазма в определённом смысле также представляет собой проводник с током, всё вещество плазмы должно перемещаться в направлении силы Ампера. Эта сила  $dF_A$ , действующая на элемент проводника  $dl$  с током  $i$ , определяется выражением

$$dF_A = i[dlB], |dF_A| = dF_A = idlB\sin\beta \quad (2.3)$$

где  $dl$  – вектор элемента длины проводника в направлении тока,  $\beta$  – угол между векторами  $dl$  и  $B$ . Направление силы Ампера определяется по известному правилу левой руки. Величина силы Ампера максимальна при  $\beta = 90^\circ$ , т.е. в случае скрещенных полей, поэтому в большинстве электромагнитных устройств с движением (в первую очередь электродвигателях) применяют скрещенные поля.

Отсюда следует, что плазма магнетронного разряда может перемещаться как целое под действием силы Ампера поперёк электрического и магнитного полей в направлении  $[dlB]$ . Это направление совпадает с направлением  $[EB]$ , поскольку направление тока  $dl$  совпадает с направлением вектора напряжённости электрического поля  $E$ .

Если магнетронная система имеет круговую симметрию, плазма должна вращаться, и такой эффект действительно имеет место. На нём основана работа ряда магниторазрядных устройств с сильным поперечным магнитным полем и вращающейся плазмой: плазменной ловушки типа *Гомополар*, плазменных ускорителей и плазменной центрифуги со скрещенными полями, мощных плазменных генераторов для лазеров и

плазмохимических установок на основе вращающегося тлеющего разряда [77-80].

В технологии нанесения тонких плёнок и покрытий нашли применение разряды с плазменным столбом, вращающимся в стационарном поперечном магнитном поле, а именно: вакуумная дуга с замкнутой траекторией движения катодного пятна [81] и вращающийся тлеющий разряд при давлениях  $\sim 1$  кПа для осаждения покрытий из плазмы [80,82].

Однако для плазмы магнетронного разряда в MPC характерны относительно небольшие значения индукции магнитного поля – до 0,1 Т (1 кГс), поэтому сила Ампера (как следствие действия силы Лоренца) оказывает эффект практически только на электронную компоненту плазмы магнетронного разряда. В результате вращаются вокруг оси системы только электроны, генерируя кольцевой азимутальный ток, называемый *током Холла* по фамилии физика Холла (Hall) или просто *холловским током*. Из-за большой разности в массах электроны не могут приводить в движение тяжёлые частицы. Электронный газ при своём вращении как бы просачивается через среду из малоподвижных тяжёлых частиц.

Вращение электронного газа в MPC приносит определённую пользу, так как это способствует выравниванию по азимуту распределений концентраций электронов и ионов, и ионной эрозии (выработки) мишеней.

Вращательное движение электронного газа происходит с постоянной скоростью и называется *дрейфом*<sup>1</sup>.

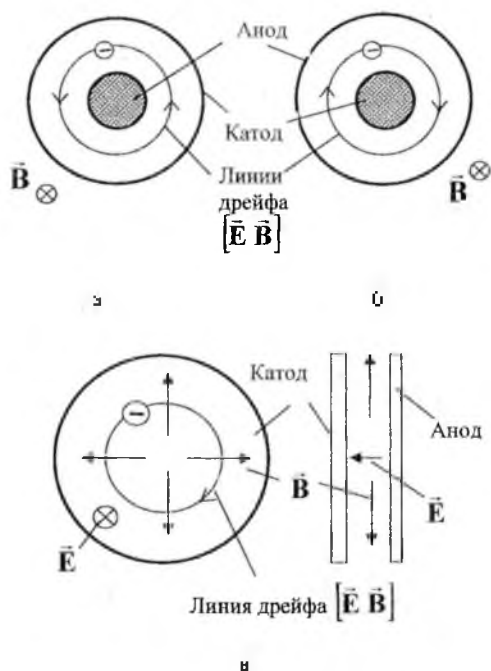
Если линия дрейфа электронов не замкнута, то они либо выходят за пределы межэлектродного промежутка, либо прижимаются к стенке. И то, и другое приводит к потерям электронов и затрудняет возникновение и поддержание разряда. Когда линия дрейфа замкнута, то электроны при своём движении возвращаются в исходную точку после перемещения по всей линии. Последний вид движения обозначают термином *замкнутый дрейф*.

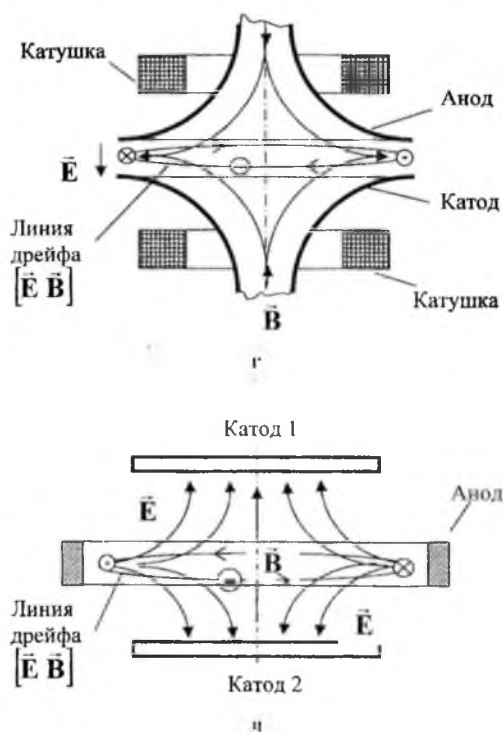
Очевидно, что разряды с замкнутым дрейфом имеют более облегчённые условия для существования, чем разряды

<sup>1</sup> См. Раздел 2.3

**с незамкнутым дрейфом.** Облегченность условий означает, что разряды могут поддерживать при более низких давлениях рабочего газа, более низких напряжениях и более низкой индукции магнитного поля.

Подавляющее большинство практических систем с магнетронным разрядом имеют замкнутый дрейф электронов. На рис. 2.6 представлены типовые конфигурации магнетронных систем с замкнутым дрейфом.





**Рис. 2.6.** Магнетронные системы с замкнутым азимутальным дрейфом электронов: а – цилиндрический обращённый магнетрон, б – цилиндрический нормальный магнетрон, в – планарный магнетрон с радиальным магнитным полем, г – магнетрон с квадрупольным магнитным полем и профилированными электродами [71], д – ячейка Пеннинга

## 2.2 История открытия магнетронного разряда: от Филлипса до Пеннинга

С электрическими явлениями в газе люди сталкивались очень давно (примеры – молния и огни св. Эльма), но исследовать их на научной основе начали в XVIII веке. Тогда же появился термин *газовый разряд* (*gas discharge* – на английском языке, *décharge dans le gaz* – на французском, *die Gasentladung* – на немецком), поскольку явления сопровождалась разрядом заряженных конденсаторов, используемых в качестве источников энергии, а молния, как известно, тоже разряд природного конденсатора – грозовых облаков. С появлением в начале XIX века достаточно мощных источников питания были открыты и описаны дуговой и тлеющий разряды и другие электрические процессы в газовой среде (Петров, Дэви, Фарадей). Особенно плодотворным был конец XIX – начало XX веков, когда были открыты многие интересные эффекты (Крукс, Дж.Дж. Томсон, Таунсенд). Тогда же началась история газового разряда в магнитном поле.

В 1898 г. британский исследователь Филлипс (C.E.S. Phillips) экспериментировал с разрядом между двумя стержневыми железными электродами в стеклянной колбе, рис. 2.7а [83].

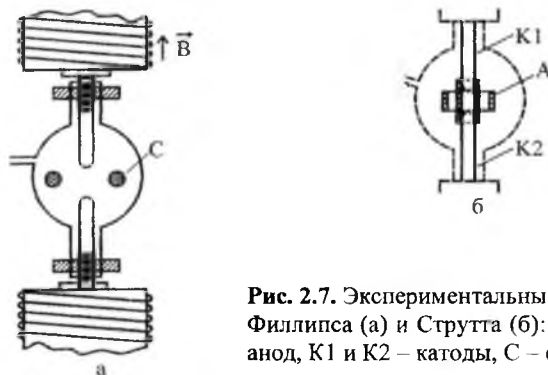


Рис. 2.7. Экспериментальные приборы Филлипса (а) и Струтта (б): А – кольцевой анод, K1 и K2 – катоды, С – свечение газа

Он обнаружил, что, если откачать газ до уровня, при котором прекращается самостоятельный разряд между электродами, и



сразу же включить соленоид, создающий осевое магнитное поле, то на несколько секунд возникает свечение в колбе в виде кольца вокруг зазора между электродами (свечение С на рис. 2.7а). Новый разряд получил название *филлипсовский*.

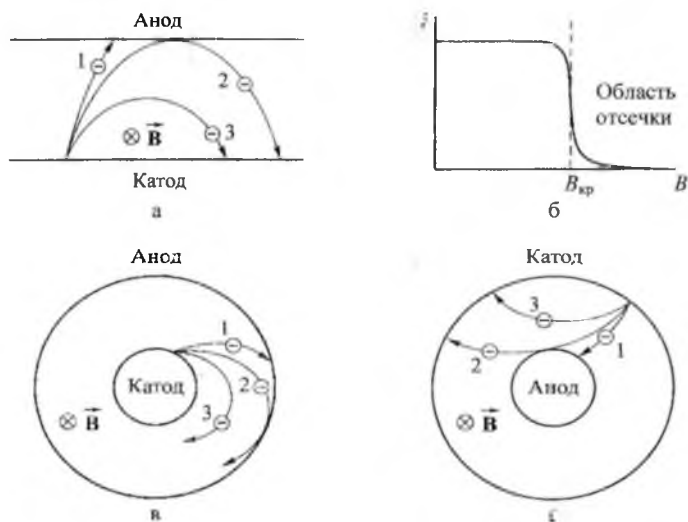
В 1913 г. проф. Струтт (R.J. Strutt, Великобритания) интерпретировал филлипсовский разряд как электрический разряд в скрещенных полях – аксиальном магнитном поле и радиальном электрическом [84]. Он предположил, что радиальное электрическое поле создаётся положительным зарядом, накопленном за время предыдущего разряда на стенке колбы напротив зазора между электродами, а ионизация газа вызвана отрицательными частицами во время их удлинённого пробега поперёк магнитного поля от оси к стенке колбы.

Для подтверждения такого объяснения данному явлению Струтт модифицировал электродную систему Филлипса: был установлен цилиндрический электрод с положительным потенциалом вокруг осевых электродов (кольцевой анод А на рис. 2.7б), и опять, при соответствующей напряженности осевого магнитного поля, возникал и поддерживался устойчивый разряд между анодом и стержневыми катодами К1 и К2. Аналогичный результат был получен и тогда, когда на стержни была надета трубка, превращающая стержни в единый осевой электрод – катод магнетрона. Эффект возникновения разряда при низких давлениях объяснялся тем, что в скрещенных полях длина траекторий заряженных частиц значительно превышает межэлектродные расстояния, а количество ионизирующих столкновений частиц с молекулами газа на пути от одного электрода к другому существенно возрастало. При отсутствии магнитного поля частицы уходили на электроды по кратчайшему пути практически без столкновений с газовыми молекулами.

С начала XX века разряд в магнитном поле исследуют во многих лабораториях мира (часто цитируется работа [85]), и были попытки использовать систему типа той, которая показана на рис. 2.7б, в качестве выпрямителя, поскольку она обладала вентильным эффектом [86]. Механизм возникновения разряда в магнитном поле объясняли на основе известной лавинной теории Таунсенда [55-57] с учётом влияния магнитного поля на

траектории электронов. Поскольку величина магнитной индукции была небольшой ( $< 0,1$  Т), полагали, что магнитное поле практически не влияет на траектории тяжёлых ионов, которые идут на катод по кратчайшим траекториям, как в обычном тлеющем разряде.

В 1921 г. американец Альберт Хэлл (A.W. Hull), работавший в компании Дженерал Электрик, опубликовал статью [67], в которой описал новый тип электровакуумного прибора – *магнетрон* для генерации СВЧ электромагнитных колебаний.



**Рис. 2.8.** Траектории электронов в вакуумных магнетронах (а, в, г) и зависимость анодного тока от индукции магнитного поля (б). Траектории 1:  $B < B_{кр}$ ; траектории 2:  $B = B_{кр}$ ; траектории 3:  $B > B_{кр}$ ; а – плоский магнетрон; в, г – цилиндрические коаксиальные магнетроны. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка от читателя

Хэлл проанализировал движение электронов в вакуумном магнетроне и получил выражения для критического магнитного поля  $B_{кр}$ , при котором происходит отсечка тока электронов на анод. На рис. 2.8 показаны траектории катодного электрона при

различных значениях индукции поля для плоского (а), нормального (в) и обращённого магнетронов (г), а также кривая отсечки анодного тока (б)<sup>1</sup>.

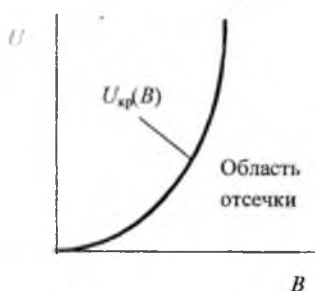
При индукции поля  $B = B_{\text{кр}}$  траектория электрона (2) искривляется под действием силы Лоренца настолько, что он только касается поверхности анода в одной точке, а затем уходит к катоду. При  $B > B_{\text{кр}}$  электрон, выходящий из катода, уже не может попасть на анод (траектории 3).

Для плоского магнетрона выражение для  $B_{\text{кр}}$  имеет вид:

$$B_{\text{кр}} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2m}{e}} U, \quad (2.4)$$

где  $d$  – межэлектродное расстояние,  $m$  и  $e$  – масса и заряд электрона,  $U$  – напряжение на электродах. В свою очередь, для каждого значения  $B$  имеется критическое напряжение  $U_{\text{кр}}$ , ниже которого анодный ток равен нулю. Выражение для  $U_{\text{кр}}$  можно получить из (2.4).

Формулы для  $B_{\text{кр}}$  и  $U_{\text{кр}}$  вместе определяют так называемую *параболу критического режима* или *параболу отсечки Хэлла*:



$$\left( \frac{U}{B^2} \right)_{\text{кр}} = \frac{ed^2}{2m} \quad (2.5)$$

Рис. 2.9. Парабола критического режима и область отсечки магнетрона

Парабола критического режима разделяет значения напряжения  $U$  на две части (рис. 2.9). В области  $U > U_{\text{кр}}$  все электроны попадают на анод, и ток идёт через межэлектродный промежуток, а область  $U < U_{\text{кр}}$ , в которой ток отсутствует или очень мал, называется *областью отсечки* магнетрона (рис. 2.8б и рис. 2.9). Именно, в области отсечки работают вакуумный СВЧ магнетрон и магнетронные газоразрядные приборы, в том числе магнетронные распылительные системы.

<sup>1</sup> См. также разделы 2.3.2 и 2.4.1.

Вывод выражений (2.4) и (2.5) можно найти в [87-89]. При подстановке в (2.5) величин в соответствующих единицах получаем формулу для практических расчётов:

$$\left( \frac{U(B)}{B^2(T)} \right)_{\text{кр}} = 8,8 \cdot 10^6 d^2 (\text{см}), \quad \left( \frac{U(B)}{B^2(\text{Гс})} \right)_{\text{кр}} = 8,8 \cdot 10^{-2} d^2 (\text{см}). \quad (2.5a)$$

Для определения  $B_{\text{кр}}$  для цилиндрических магнетронов были решены уравнения движения электронов в цилиндрических координатах. Для нормального магнетрона было получено выражение:

$$B_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{8m}{e}} U / R_a \left( 1 - \frac{r_k^2}{R_a^2} \right), \quad (2.6)$$

где  $R_a$  – радиус анода,  $r_k$  – радиус катода. Вывод выражения (2.6) можно найти в [87,89]. При подстановке в (2.6) величин в соответствующих единицах получаем расчётную формулу:

$$B_{\text{кр}}(T) = 6,57 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{U(B)}}{R_a(\text{см}) \left( 1 - \frac{r_k^2}{R_a^2} \right)}. \quad (2.6a)$$

При очень малом радиусе катода

$$B_{\text{кр}} \approx \frac{1}{R_a} \sqrt{\frac{8m}{e}} U. \quad (2.6b)$$

При близких значениях  $R_a$  и  $r_k$  можно применять формулу (2.4) для плоского магнетрона.

Для обращённого магнетрона с внутренним анодом малого радиуса  $r_a$  и радиусом  $R_k$  внешнего катода Хэлл получил следующее выражение для  $B_{\text{кр}}$  в приближении нулевой начальной скорости катодного электрона:

$$B_{\text{кр}} \approx \frac{r_a}{R_k^2} \sqrt{\frac{8m}{e}} U. \quad (2.7)$$

Несмотря на то, что формулы для  $B_{\text{кр}}$  получены без учёта пространственного заряда, они являются вполне строгими для однородного магнитного поля, не зависят от формы электронных траекторий и совпадают с экспериментом. Их также можно

получить из энергетических соображений, минуя рассмотрение распределения электрического поля в промежутке и учёт конкретной формы траекторий [88].

В 30-е годы XX века систематические исследования разряда в магнитном поле выполнил голландский физик Франс Мишель Пеннинг (F.M. Penning). Его вклад в физику и технику магнетронного разряда был настолько значительным, что его именем названа разрядная электродная ячейка (*Penning cell*)<sup>1</sup>, сам отражательно-колебательный разряд в ячейке (*Penning discharge*), ионизационный вакуумметрический датчик на базе ячейки Пеннинга (*Penning vacuum gauge*, *Penning ionization gauge* или *PIG*). Аббревиатура PIG часто встречается в англоязычной литературе для обозначения различных магниторазрядных устройств на базе ячейки Пеннинга – не только вакуумметрических датчиков – в частности, ионных источников [90,91].

Краткая биография Ф.М. Пеннинга: родился в 1894 г.; после окончания в 1918 г. Лейденского университета (Нидерланды) работал в Физическом институте того же университета; с 1924 г. до конца своей жизни (умер в 1953 г.) работал в лаборатории известной фирмы Филипс в Эйндховене, Нидерланды (*Natuurkundig laboratorium der N.V. Philips Gloeilampenfabrieken Eindhoven-Holland, The Netherlands*). Его основная работа была связана с исследованием электрических разрядов в газах.

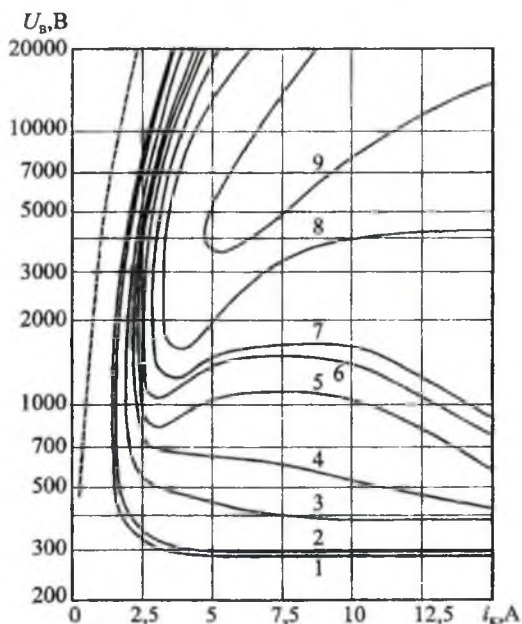
Наиболее важными публикациями Пеннинга, посвященными магнетронному разряду, являются [92,93]. В первой из них изложены результаты исследования разряда в цилиндрическом обращённом магнетроне, во второй – разряда в ячейке Пеннинга. Здесь стоит отметить: эти системы во многом напоминают экспериментальный прибор Струтта (рис. 2.7б) с трубкой, надетой на стержневые электроды, и без неё, что свидетельствует о связи работ Пеннинга с более ранними исследованиями других учёных.

Пеннинг первым применил для анализа характеристик разряда кривые отсечки, рассчитанные по формулам Хэлла. Кривые отсечки были применены к электронам, возникающим в

<sup>1</sup> Одна из конфигураций ячейки Пеннинга представлена на рис. 2.4 и рис. 2.6д.

различных точках межэлектродного промежутка. Пользуясь этим приёмом, он определил диапазоны напряжений и магнитных полей, при которых электроны могли набирать энергию, достаточную для ионизации газа. Результаты его расчётов качественно согласуются с экспериментом.

На рис. 2.10 приведены полученные им экспериментальные характеристики возникновения самостоятельного разряда (характеристики “зажигания”) в цилиндрическом обращённом магнетроне; пунктирной линией нанесена парабола отсечки [92].



**Рис. 2.10.** Экспериментальные характеристики возникновения разряда в цилиндрическом обращённом магнетроне [92]. Пунктирная линия – парабола отсечки. Параметр  $i_k$  – ток внешней катушки. Индукция магнитного поля  $B(Т) = 6,4 \cdot 10^{-3} \times i_k(А)$  или  $B(Тс) = 64 \times i_k(А)$ . Диаметр катода – 5,4 см, диаметр анода – 2 см. Газ – Аг; давление [Па]: 1 – 2,3; 2 – 1,3; 3 – 0,27; 4 – 0,11; 5 – 0,066; 6 – 0,046; 7 – 0,027; 8 – 0,013; 9 – 0,0013

Видно, что разряд в скрещенных полях при низких давлениях возникает в области отсечки, где траектории электронов существенно удлиняются, и повышается вероятность ионизации газа каждым электроном. Характеристики имеют две ветви. Верхняя ветвь характеристик измеряется при установке напряжения и постепенном увеличении индукции магнитного поля. Эта ветвь близка к параболе отсечки. Нижняя ветвь измеряется при установке магнитного поля и постепенном увеличении напряжения. Отметим, что в МРС с постоянными магнитами напряжение возникновения разряда определяется нижней ветвью, а наличие двух ветвей приводит к гистерезисам в процессах прекращения и возникновения магнетронного разряда.

На рис. 2.11 приведена экспериментальная вольт-амперная характеристика самостоятельного разряда в обращённом магнетроне [92]. Она подтверждает возможность получения сильноточного разряда низкого давления в скрещенных полях. Пеннинг показал, что при одинаковых давлениях аргона и разрядных напряжениях плотность тока в магнетронном разряде в  $10^4$  раз больше, чем в аномальном тлеющем разряде без поперечного магнитного поля.

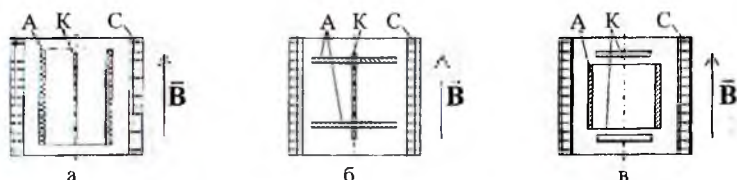


Рис. 2.11. Экспериментальная вольт-амперная характеристика самостоятельного разряда в цилиндрическом обращённом магнетроне [92]. Индукция аксиального магнитного поля – 0,037 Т (370 Гс). Диаметр катода – 5,4 см, диаметр анода – 2 см. Газ – аргон при давлении 2,4 Па

Пеннинг предложил использовать свою ячейку с отражательно-колебательным разрядом как вакуумметрический датчик [93] и в качестве ионного источника [94], и она до настоящего времени применяется в вакуумметрах, источниках заряженных частиц и других газоразрядных устройствах.



Он также предложил применить катодное распыление для откачки газов из замкнутых объёмов за счёт связывания газов распылённым материалом и нанесения покрытий из распылённого материала. Метод распыления и аппаратура для его осуществления были запатентованы фирмой Филипс в европейских странах и США с приоритетом от 1935 г. [95].



**Рис. 2.12.** Электродные системы Пеннинга для катодного распыления: а – для откачки газов, б, в – для нанесения покрытий. А – анод(ы), К – катод(ы), С – соленоид.

На рис. 2.12 приведены запатентованные электродные системы. Системы помещаются в откачиваемые камеры, соленоиды предпочтительно размещать за пределами камер. В этих системах Пеннинг обеспечил формирование скрещенных полей (хотя бы в локализованной области) как на стадии возникновения разряда, когда отсутствует разрядная плазма, так и в период поддержания плазменного разряда с выраженным катодным слоем положительного пространственного заряда. Здесь система “а” представляет нормальный магнетрон; в системе “б” аноды выполнены в виде плоских колец, на которых можно размещать подложки; система “в” представляет собой ячейку Пеннинга<sup>1</sup>, в которой распыляются плоские катоды, а подложки размещаются на внутренней поверхности цилиндрического анода.

В 1940 году Пеннинг опубликовал статью [96], где описал стержневую МРС на базе нормального магнетрона. Работы Пеннинга были пионерскими в данной области, и можно сказать, что отсюда началась технология магнетронного распыления.

<sup>1</sup> См. также рис. 2.4 и рис. 2.6д.

После второй мировой войны исследования разряда в скрещенных полях были продолжены многими учёными и продолжаются до сих пор практически во всех промышленно-развитых странах. На его основе были созданы новые приборы и устройства: газоразрядные вентили и импульсные коммутирующие приборы [73,76], источники ионных и электронных пучков [90,91,97,98], плазменные ускорители и космические двигатели [79], магнитогазовые насосы [99] и вакуумметры [75]. Исследования поведения газовых разрядов и плазмы в магнитном поле, выполненные в связи с решением энергетических проблем (термоядерного синтеза и магнитогидродинамического преобразования энергии [65]) также внесли определённый вклад в понимание физики магнетронных разрядов и способствовали развитию его техники. Небывалый подъём в области исследования этих разрядов в последние тридцать лет связан с его использованием в ионно-плазменной технологии, в первую очередь, для распыления материалов и созданием эффективных магнетронных распылительных систем.

### 2.3 Движение заряженных частиц в магнитном поле в вакууме и газе

При анализе процессов в газовом разряде необходимо учитывать воздействие различных факторов на движение заряженных частиц. В случае магнетронного разряда особое значение имеет влияние на их траектории магнитного поля.

Вектор скорости заряженной частицы  $\mathbf{v}$  зависит от величин и ориентации электрического и магнитного полей и определяется уравнением движения, которое в нерелятивистском случае с учётом действия силы Лоренца  $\mathbf{F}_L$  может быть записано в виде

$$M_q \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} = \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_L = q\{\mathbf{E} + [\mathbf{v} \mathbf{B}]\}, \quad (2.8)$$

где  $M_q$  и  $q$  – масса и заряд частицы,  $\mathbf{F}_e$  – сила действия электрического поля,  $\mathbf{E}$  – напряжённость электрического поля,  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля.

В магнетронном разряде индукция магнитного поля обычно не превышает  $0,1 \text{ Т}$  ( $1 \text{ кГс}$ ), и вторая составляющая силы  $\mathbf{F}$  (сила Лоренца  $\mathbf{F}_L$ ) для ионов (обычно это  $\text{Ag}^+$ ) существенно меньше силы электрического поля  $\mathbf{F}_z$ , поэтому можно не учитывать действие на ионы магнитного поля. Электроны обладают намного меньшей массой, и магнитное поле существенно влияет на их движение. Поэтому при рассмотрении процессов в МРС в первую очередь анализируют влияние магнитного поля на движение электронов.

Движение заряженных частиц в электромагнитных полях и решение уравнения (2.8) неоднократно рассматривались в научной и учебной литературе. Применительно к МРС можно рекомендовать [57,66,87-89,100,101]. Здесь эти вопросы будут рассмотрены конспективно

### ***2.3.1 Движение электронов в однородном магнитном поле при отсутствии внешнего электрического поля***

Из уравнения (2.1а) для силы Лоренца, действующей на электроны, следует:

а) сила Лоренца равна нулю, если скорость электрона направлена вдоль силовой линии магнитного поля ( $\alpha = 0$ ),

б) величина силы Лоренца максимальная, если скорость направлена перпендикулярно силовой линии ( $\alpha = 90^\circ$ ),

в) сила Лоренца направлена перпендикулярно к скорости электрона в любой точке траектории, поэтому она не производит работы, не меняет энергию электрона, а только искривляет его траекторию.

Силовые линии однородного магнитного поля прямолинейны и однородно распределены в пространстве, поэтому сила  $\mathbf{F}_L$  по величине одна и та же во всех точках траектории частицы. Сила Лоренца является центростремительной, и, когда начальная скорость электрона имеет только одну компоненту  $v_\perp$ , перпендикулярную силовой линии, электрон вращается по окружности постоянного радиуса  $r_e$  (рис. 2.13а).

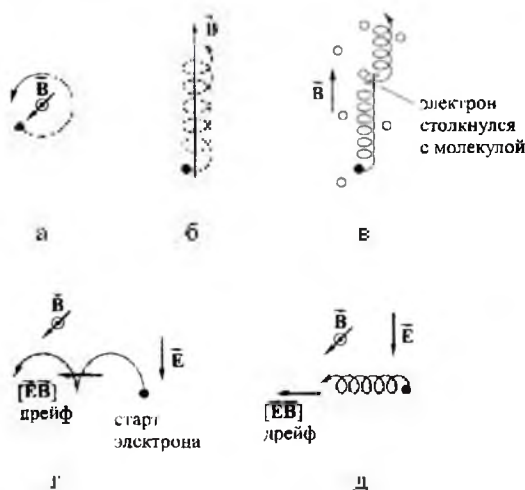


Рис. 2.13. Траектории электронов в магнитном поле при отсутствии электрического поля (а, б, в) и в скрещённых полях (г, д) с сильным (г) и слабым (д) электрическим полем

Величина  $r_e$  называется *циклотронным радиусом*, также употребляют названия *ларморовский радиус* по фамилии физика Лармора или *гиромагнитный радиус*. Все эти термины являются равнозначными и широко распространёнными.

Чтобы получить формулу для определения  $r_e$ , воспользуемся известным выражением для центростремительной силы  $F_{ц}$  и

уравнением (2.1а) для силы Лоренца:  $F_{ц} = \frac{mv_{\perp}^2}{r_e} = F_{Л} = ev_{\perp}B$ ,

откуда имеем:

$$r_e = \frac{m v_{\perp}}{e B}, \quad (2.9)$$

где  $m$  – масса электрона. Электрон вращается по часовой стрелке, если смотреть вдоль вектора  $\mathbf{B}$  (рис. 2.13а). При этом траектория электрона составляет с вектором  $\mathbf{B}$  правовинтовую систему (если поворачивать головку винта как вращается электрон, то винт будет двигаться вдоль силовой линии). Для определения

вращения электрона также можно применить правило буравчика, который ввинчивается вдоль силовой линии.

Для расчёта  $r_e$  можно использовать величину кинетической энергии поперечного движения электрона  $K_{\perp} = \frac{1}{2}mv_{\perp}^2$ , а не его скорости:

$$r_e(\text{см}) = \frac{3,4 \cdot 10^{-4} \sqrt{K_{\perp}(\text{эВ})}}{B(\text{Т})} = \frac{3,4 \sqrt{K_{\perp}(\text{эВ})}}{B(\text{Гс})}. \quad (2.10)$$

Циклотронный радиус однозарядного иона с молекулярной массой  $M_m$  составляет  $43r_e \sqrt{M_m}$ , т.е. в десятки-сотни раз больше, чем  $r_e$  при тех же значениях энергии и индукции. Циклотронный радиус ионов в реальных условиях магнетронного разряда и индукции  $B \leq 0,1 \text{ Т}$  значительно превышает размеры межэлектродных промежутков, которые имеют величину  $\sim 1\text{--}10 \text{ см}$ . Это служит дополнительным основанием для того, чтобы не принимать во внимание действие магнитного поля на ионы при анализе процессов в устройствах с магнетронным разрядом.

Циклотронное движение заряженной частицы характеризуется периодом  $T_{\text{ц}}$  и круговой (циклотронной или ларморовской) частотой  $\omega_{\text{ц}}$  вращения, расчётные формулы для которых легко получить из (2.9):

$$T_{\text{ц}} = \frac{2\pi M_{\text{ч}}}{B |q|}, \quad \omega_{\text{ц}} = \frac{2\pi}{T_{\text{ц}}} = B \frac{|q|}{M_{\text{ч}}}. \quad (2.11)$$

Как видно,  $T_{\text{ц}}$  и  $\omega_{\text{ц}}$  не зависят от скорости частицы в однородном магнитном поле. Период вращения электрона  $T_{\text{ц},e}$  равен

$$T_{\text{ц},e}(\text{с}) = \frac{3,56 \cdot 10^{-11}}{B(\text{Т})} = \frac{3,56 \cdot 10^{-7}}{B(\text{Гс})}. \quad (2.12)$$

Циклотронная частота для электронов составляет

$$\omega_{\text{ц},e}(\text{рад} \cdot \text{с}^{-1}) = 1,76 \cdot 10^{11} B(\text{Т}) = 1,76 \cdot 10^7 B(\text{Гс}). \quad (2.13)$$

Циклотронная частота электронов в МРС соответствует диапазону СВЧ.

По известным значениям циклотронной частоты или  $T_{ц}$  можно определить величину циклотронного радиуса электронов

$$r_e = \frac{v_{\perp}}{\omega_{ц,e}} = \frac{v_{\perp} T_{ц,e}}{2\pi}. \quad (2.11)$$

Когда начальная скорость электрона направлена под углом к силовой линии магнитного поля ( $\alpha \neq 90^\circ$ ), то траектория представляет собой винтовую линию (рис. 2.13б). В этом случае компонента скорости, параллельная силовой линии магнитного поля,  $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ , приводит к равномерному движению частицы вдоль силовой линии. Поперечная компонента  $v_{\perp} = v \sin \alpha$  заставляет электрон вращаться вокруг силовой линии по циклотронной (ларморовской) окружности с радиусом  $r_e$ . Расстояние  $l_e$  вдоль поля, на которое сместится частица за один оборот, равно  $v_{\parallel} T_{ц,e}$ . Если электрон движется в неоднородном магнитном поле, магнитная индукция которого возрастает в направлении продольной скорости  $v_{\parallel}$ , то радиус и шаг витков спирали уменьшаются по мере увеличения  $B$ .

Движение электронов по спиралям вдоль силовых линий магнитного поля по сути представляет собой эффект магнитной ловушки, поскольку электроны не могут уйти от силовой линии дальше, чем на  $r_e$ . Однако в газовой среде даже очень низкой плотности электроны могут столкнуться с газовой молекулой и изменить случайным образом направление своего движения. В результате электрон может перескочить на новую спиральную траекторию вокруг соседней силовой линии, что выглядит как диффузия поперёк магнитного поля. Пример перескока электрона на новую траекторию показан на рис. 2.13в.

Рассмотрим механизм таких перескоков. Будем полагать, что циклотронная частота намного больше средней частоты столкновений электрона с газовыми молекулами  $\omega_{ц,e} \gg 1/\tau_e$ , т.е. он успевает совершить много оборотов до столкновения. Последнее позволяет применить микроскопический траекторный анализ к движению электронов. В слабых полях электрон успеет столкнуться, совершив лишь малую часть оборота по окружности, и его траектория между столкновениями будет

представлять собой отрезок прямой, как в обычном разряде без магнитного поля.

Установим связь между изменением вектора скорости электрона при столкновении и смещением центра ларморовской окружности. Пусть для упрощения  $v_{\parallel} \ll v_{\perp}$ , т.е.  $|\mathbf{v}| \approx v_{\perp}$ , а  $\mathbf{r}_e$  — это вектор, направленный из центра к точке  $a$ , где находится частица (рис. 2.14).

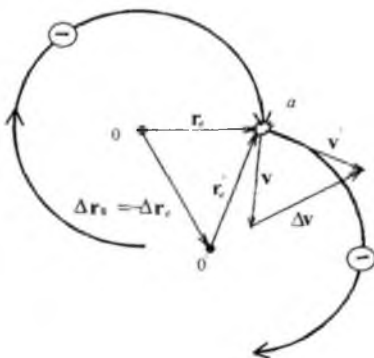


Рис. 2.14. Траектория электрона и векторные диаграммы при столкновении с молекулой газа в точке  $a$  [100]

Длина вектора  $\mathbf{r}_e$  равна ларморовскому радиусу  $r_e$ . Направление вектора  $\mathbf{r}_e$  перпендикулярно вектору скорости  $\mathbf{v}$  в точке  $a$ , т.к. вектор  $\mathbf{v}$  направлен по касательной к ларморовской окружности. Таким образом, можно написать

$$\mathbf{r}_e = m[\mathbf{v} \mathbf{B}] / eB^2. \quad (2.14)$$

Полагаем, что столкновение происходит в фиксированной точке пространства, поскольку радиус взаимодействия электрона и газовой молекулы много меньше  $r_e$ . Тогда смещение центра ларморовской окружности  $\Delta \mathbf{r}_0$  при столкновении будет равно изменению вектора  $\mathbf{r}_e$ :

$$\Delta \mathbf{r}_0 = -\Delta \mathbf{r}_e = -[\Delta \mathbf{v} \mathbf{B}] m / eB^2. \quad (2.15)$$



Видно, что вектор смещения  $\Delta \mathbf{r}_0$  перпендикулярен изменению вектора скорости электрона  $\Delta \mathbf{v}$  в результате столкновения, а его величина зависит от изменения  $v$  и угла рассеивания в каждом конкретном случае. Из выражения (2.15) следует, что смещение центра ларморовской окружности происходит преимущественно в ту сторону, в которой произошло столкновение: например, если столкновение произошло справа от центра в точке 1, то он смещается вправо (на  $\Delta \mathbf{r}_1$ ), если слева в точке 2 – то влево (на  $\Delta \mathbf{r}_2$ ) (рис. 2.15) [100].

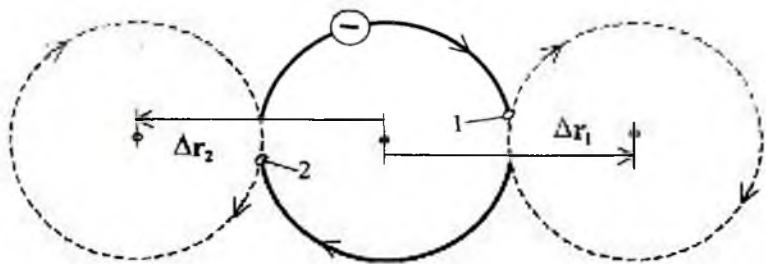


Рис. 2.15. Траектории электрона при лобовом столкновении с молекулой газа на разных сторонах ларморовской окружности (в точках 1 или 2) [100]

Максимальная величина смещения соответствует лобовому столкновению. При лобовом столкновении электрона с молекулой газа  $|\Delta \mathbf{v}| = 2v_{\perp}$ ,  $\Delta r_0 = 2v_{\perp} / \omega_{ce} = 2r_e$ . Если предположить, что среднее смещение центра составляет половину от максимальной величины, то оно будет равно  $r_e$ . Скорость движения электронов поперёк магнитного поля при этом будет порядка  $r_e / \tau_e$ , где  $1/\tau_e$  – средняя частота столкновений электрона с молекулами.

При повышении плотности газа возрастает частота столкновений, и эффект магнитной ловушки (магнитного удержания электронов около силовой линии) уменьшается. При высокой плотности газа выполняется условие  $\omega_{ce} \tau_e \ll 1$ , а влияние магнитного поля на движение отдельного электрона практически полностью исчезает. Величину  $\omega_{ce} \tau_e$  или её

квадрат называют *замагниченностью электронов*. Этим параметром характеризуют силу магнитного поля. В сильном поле  $\omega_{ц.е}\tau_e \gg 1$ . Для тяжёлых частиц (ионов) циклотронная частота меньше, а частота столкновений больше, чем для электронов, поэтому ионы практически не замagnetизированы в магнетронных разрядах.

Здесь отметим, что при отсутствии электрического поля или сил другого происхождения, действующих на электроны, а также при отсутствии градиентов концентрации и температуры частиц, столкновения электронов с газовыми молекулами равновероятны по любую сторону от центра ларморовского радиуса. В этих условиях перескок электрона с одной орбиты вращения на другую носит хаотический характер и не приводит к направленному переносу электронов поперёк магнитного поля. При наличии градиентов концентрации и температуры случайные перескоки электронов с одной орбиты на другую способствуют выравниванию концентрации и температуры. Таким образом, только благодаря столкновениям электронов возможны диффузионные процессы поперёк магнитного поля.

Различают свободную диффузию заряженных частиц, когда эти частицы диффундируют независимо друг от друга и связанную или *амбиполярную* [55,89,100-102]. Понятие *амбиполярная диффузия* введено Шоттки в 1924 г. Иногда используют термин *двуполярная диффузия*.

Как известно, коэффициент диффузии частиц определяется средним квадратом смещения в единицу времени, отсюда величина коэффициента свободной диффузии электронов поперёк сильного магнитного поля  $D_{\perp e}$  порядка

$$D_{\perp e} \approx r_e^2 / \tau_e \approx \frac{v_{\perp}^2 / \omega_{ц.е}^2}{\tau_e} \approx \frac{kT_e}{m\omega_{ц.е}^2 \tau_e}, \quad (2.16)$$

где  $k$  – константа Больцмана,  $T_e$  – температура электронов [100].

В теории парных столкновений коэффициент диффузии  $D_{\perp e}$  равен

$$D_{\perp e} = \frac{D_{0.e}}{1 + \omega_{ц.е}^2 \tau_e^2}, \quad (2.17)$$

где  $D_{0,e}$  – коэффициент свободной диффузии электронов при отсутствии магнитного поля [100].

Для оценки  $D_{\perp,e}$  в сильном поле также можно использовать следующие соотношения

$$D_{\perp,e} = D_{0,e} / \omega_{ce}^2 \tau_e^2 = D_{\perp,i} \frac{m \tau_i}{M_i \tau_e} \frac{T_e}{T_i}, \quad (2.18)$$

где  $D_{\perp,i}$  – коэффициент свободной диффузии ионов поперёк поля,  $\tau_i$  – среднее время между столкновениями ионов с молекулами газа,  $M_i$  и  $T_i$  – масса и температура ионов [101].

Из (2.18) видно, что  $D_{\perp,e} \ll D_{\perp,i}$ , т.е. ионы диффундируют поперёк магнитного поля быстрее электронов в отличие от случая, когда отсутствует поле. Это объясняется просто тем, что лонгитудинальный радиус ионов намного больше электронного, и к тому же ионы, как более крупные частицы, чаще сталкиваются с молекулами газа, чем электроны. Это приведёт к разделению зарядов в плазме магнетронного разряда и возникновению *электрического поля поляризации*, тянущего электроны вслед за ионами, т.е. к амбиполярной диффузии. В случае отсутствия магнитного поля ситуация обратная – электроны тянут за собой ионы.

Образование поля поляризации заметной величины происходит тогда, когда создаётся значительный пространственный заряд  $e\delta n = e(n_e - n_i)$ , где  $n_e$  и  $n_i$  – концентрации электронов ионов. Легко показать (см., например, [56,100,101]), что  $\delta n / n \approx (R_D / R)^2$ , где  $n \approx n_e \approx n_i$ ,  $R_D$  – *радиус Дебая*,  $R$  – размер плазменной области. Параметр *радиус Дебая* назван по фамилии физика Дебая, который ввел его в теорию сильных электролитов. Второе название этого параметра – *радиус экранирования*, который показывает, на каком расстоянии происходит экранировка зарядов в плазме. Параметр  $R_D$  характеризует расстояния, на котором возможны сильные разделения зарядов и поляризация плазмы.

Вывод формулы для  $R_D$  выполнен во многих учебниках [56,89,100,101]:

$$R_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}}, \quad (2.19)$$

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $k$  – постоянная Больцмана. Формула (2.19) относится к случаю, когда  $T_e \gg T_i$ . Для практических расчётов можно использовать следующие соотношения

$$R_D(\text{см}) = 6,9 \sqrt{\frac{T_e(\text{K})}{n_e(\text{см}^{-3})}} = 743 \sqrt{\frac{T_e(\text{эВ})}{n_e(\text{см}^{-3})}}. \quad (2.20)$$

В случае равновесной плазмы ( $T_e \approx T_i$ ) в формулы для  $R_D$  надо ввести множитель  $1/\sqrt{2}$ .

В случае достаточно высокой концентрации заряженных частиц  $R_D \ll R$ , и поле поляризации действует на малом расстоянии по сравнению с размером плазменной области, мало нарушение квазинейтральности плазмы ( $\delta n/n \ll 1$ ), и имеет место амбиполярная диффузия. Например, при  $T_e = 1 \text{ эВ}$ ,  $n_e = 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $R = 1 \text{ см}$  величина радиуса Дебая  $R_D = 0,074 \text{ см}$ ,  $\delta n/n \approx 5,4 \cdot 10^{-3}$ , а диффузия должна быть амбиполярной.

При низкой концентрации заряженных частиц  $R_D > R$  поле поляризации существует во всём рассматриваемом объёме, а электроны и ионы диффундируют отдельно. Для тех же значений  $T_e$  и  $R$ , как в предыдущем примере, частицы свободно диффундируют при  $n_e < 10^6 \text{ см}^{-3}$ .

Условие  $R_D \ll R$  является критерием, которым отличают плазму, как *электрически нейтральную среду, содержащую заряженные частицы*, от слабо ионизованного газа, т.е. газа, в котором просто присутствуют отдельные заряженные частицы..

Связь коэффициента амбиполярной диффузии ионов и электронов поперёк поля  $D_{\perp a}$  с коэффициентами свободной диффузии этих же частиц иллюстрирует следующее выражение [101]:

$$D_{\perp a} = \frac{\mu_{\perp i} D_{\perp e} - \mu_{\perp e} D_{\perp i}}{\mu_{\perp i} - \mu_{\perp e}}, \quad (2.21)$$

где  $\mu_{\perp i}$  и  $\mu_{\perp e}$  определяются по формулам

$$\mu_{\perp i} = \frac{q\tau_i^{-1}}{M_i(\tau_i^{-2} + \omega_{ci}^2)}, \quad \mu_{\perp e} = \frac{e\tau_e^{-1}}{m(\tau_e^{-2} + \omega_{ce}^2)}.$$

Для оценки коэффициента  $D_{\perp a}$  при отсутствии градиента температур можно применить также следующее выражение

$$D_{\perp a} = \frac{k(T_e + T_i)}{M_{i, \text{пр}}\tau_i^{-1} \left[ 1 + \frac{M_i}{M_{i, \text{пр}}} \omega_{ce}\omega_{ci}\tau_e\tau_i \right]}, \quad (2.22)$$

где приведенная масса иона  $M_{i, \text{пр}} = M_i M_g / (M_i + M_g)$ ,  $M_g$  — масса газовой молекулы [100].

Выражение (2.22) позволяет проследить, как изменяется коэффициент амбиполярной диффузии по мере усиления магнитного поля. В слабых полях  $\omega_{ce}\omega_{ci}\tau_e\tau_i \ll 1$ , откуда получаем следующие соотношения для такого поля

$$D_{\perp a} \approx D_{0a} \approx D_{0i} \left( 1 + \frac{\tau_e}{\tau_i} \right) = \frac{k(T_e + T_i)}{M_{i, \text{пр}}\tau_i^{-1}}, \quad (2.23)$$

где  $D_{0a}$  и  $D_{0i}$  — коэффициенты амбиполярной и свободной диффузии ионов при отсутствии магнитного поля [100]. При увеличении индукции поля коэффициент поперечной диффузии для электронов снижается быстрее, чем для ионов. Когда выполняется соотношение  $\omega_{ce}\omega_{ci}\tau_e\tau_i = (T_e/T_i)(M_{i, \text{пр}}/M_i)$ , коэффициенты свободной диффузии электронов и ионов равны друг другу и коэффициенту амбиполярной диффузии. При дальнейшем повышении индукции коэффициент свободной диффузии для электронов становится меньше коэффициента свободной диффузии для ионов. В сильном поле, в котором  $\omega_{ce}\omega_{ci}\tau_e\tau_i \gg 1$ , т.е. в *замагниченной плазме*

$$D_{\perp a} = \frac{k(T_e + T_i)}{m\omega_{ce}^2\tau_e} = D_{\perp e} \left( 1 + \frac{\tau_i}{\tau_e} \right). \quad (2.24)$$

Если  $T_e \approx T_i$ , то в очень слабом магнитном поле или при его отсутствии из (2.23) получаем

$$D_{0,a} \approx 2D_{0,i}, \quad (2.25)$$

а в сильном поле аналогично получаем из (2.24)

$$D_{\perp,a} \approx 2D_{\perp,e}. \quad (2.26)$$

Таким образом, коэффициент амбиполярной диффузии при отсутствии магнитного поля или поперёк него при его наличии равен удвоенному коэффициенту свободной диффузии более медленной компоненты.

### ***2.3.2 Движение электронов в однородных электрическом и магнитном полях в вакууме***

#### **СИЛОВЫЕ ЛИНИИ ПОЛЕЙ ПАРАЛЛЕЛЬНЫ**

Если силовые линии полей параллельны, то траектории электронов представляет собой спираль с непрерывно изменяющимся шагом: они вращаются вокруг силовой линии магнитного поля за счёт поперечной компоненты скорости  $v_{\perp}$  и движутся равноускоренно вдоль силовых линий обоих полей ( $m \frac{dv_{\parallel}}{dt} = F = -eE$ ). Если начальная продольная компонента скорости  $v_{\parallel}$  направлена вдоль силы действия электрического поля, шаг спирали будет непрерывно увеличиваться. Если начальная скорость  $v_{\parallel}$  направлена против силы электрического поля, то сначала шаг спирали будет уменьшаться по мере торможения электронов, а затем возрастать при движении в направлении действия силы.

#### **СИЛОВЫЕ ЛИНИИ ПОЛЕЙ ОРТОГОНАЛЬНЫ**

Более сложный случай представляет собой скрещенные поля, когда векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  ортогональны. Пусть электрон имеет нулевую начальную скорость и находится в месте, обозначенном жирной точкой на рис. 2.13г. Под действием электрического поля он будет ускоряться вверх, но сила Лоренца  $\mathbf{F}_L$  будет отклонять его влево. Постепенный поворот траектории приводит к тому, что, начиная с некоторого момента, электрон будет двигаться

вниз и тормозиться в электрическом поле. Когда скорость электрона станет нулевой, он снова начнёт разгоняться электрическим полем, и опять повторятся фазы ускорения и торможения. Таким образом, в скрещенных полях траектория электрона будет состоять из периодически повторяющихся арок (рис. 2.13г).

Математическое описание траектории электрона в скрещенных полях можно получить, решив уравнение (2.8) для движения электрона; примеры решения в прямоугольной системе координат приведены в [57,66,88,89,101]. Оно показывает, что движение электрона с нулевой начальной скоростью складывается из равномерного движения в направлении  $[\mathbf{E}\mathbf{B}]$  и вращения по окружности. Причём электроны двигаются в плоскости, в которой лежат векторы  $\mathbf{E}$  и  $[\mathbf{E}\mathbf{B}]$ .

Для электронов с нулевой начальной скоростью такая траектория представляет собой кривую, известную под названием *циклоида*, что в переводе с греческого означает “напоминающая о круге” [103]. Действительно, циклоида представляет собой траекторию точки окружности, которая катится в направлении  $[\mathbf{E}\mathbf{B}]$ , составляющим с векторами  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  правую систему. Высота циклоиды  $h_{ц.е}$  равна диаметру катящейся окружности  $D_{ц.е}$ :

$$h_{ц.е} = D_{ц.е} = \frac{2mE}{eB^2}, \quad (2.27)$$

$$h_{ц.е}(\text{см}) = 11,36 \cdot 10^{-12} \frac{E(\text{В/см})}{B^2(\text{Т})} = 11,36 \cdot 10^{-4} \frac{E(\text{В/см})}{B^2(\text{Гс})}, \quad (2.27a)$$

а скорость движения центра окружности  $v_{ц}$  в направлении  $[\mathbf{E}\mathbf{B}]$

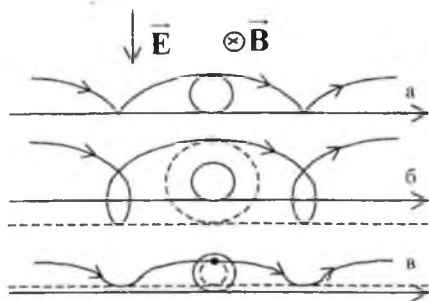
$$v_{ц} = \frac{E}{B} \quad (\text{вектор } \mathbf{v}_{ц} = \frac{[\mathbf{E}\mathbf{B}]}{B^2}). \quad (2.28)$$

Центр окружности, образующей циклоиду, иногда называют *ведущим* или *ларморовским центром*, а саму окружность – *производящей* (образующей, базисной) или *ларморовской окружностью*. Время, затрачиваемое на движение электроном по отдельной арке циклоиды, равно частному от деления длины окружности на  $v_{ц}$  и равняется периоду циклотронного вращения электрона  $T_{ц.е}$ :



$$\pi D_{ц.е} / v_{ц} = \frac{2\pi m}{eB} = T_{ц.э.} \quad (2.29)$$

Соответственно, частота вращения электрона по окружности, образующей циклоиду, равна циклотронной частоте  $\omega_{ц.е}$ . На рис.2.16а показана циклоида для электрона и её базисная окружность.



**Рис. 2.16.** Траектории электронов в одно родных скрещенных полях. Начальная скорость равна нулю (а), направлена перпендикулярно магнитному полю (б, в). Катящиеся окружности показаны сплошной линией. Направление дрейфа показано прямыми стрелками.

На рис.2.8а показаны траектории электрона в плоском магнетроне, которые представляют собой начальную часть циклоид, полученных при различных значениях  $B$ .

Как видно из формулы (2.28) для  $v_{ц}$ , скорость движения центра окружности является постоянной величиной, тогда как мгновенная (текущая) скорость электрона на различных участках циклоиды непрерывно меняется из-за ускорения

и торможения в электрическом поле. Более того, модуль и направление вектора скорости  $v_{ц}$  не зависят от знака заряда частицы и её массы, т.е. в скрещенных полях электроны и ионы смещаются в одну и ту же сторону с одинаковой постоянной скоростью.

Такое движение с постоянной скоростью называется *дрейфом*. В данном случае он называется *электрическим дрейфом*, так как происходит под действием силы электрического поля. Направление дрейфа  $[E \times B]$  показано на рис. рис. 2.13г и рис.2.16. Вопрос о дрейфе частиц в скрещенных полях обсуждался на макроскопическом уровне в разделе 2.1. Там же на

рис. 2.6 показаны примеры магнетронных систем с замкнутым дрейфом электронов.

Особо отметим, что электрический дрейф не создаёт электрического тока в направлении дрейфа. Одинаковая скорость электрического дрейфа  $v_{\text{др.эл}} = v_{\perp}$  в одном направлении для всех заряженных частиц в плазме приводит к перемещению плазмы как целого. В приборе с цилиндрической симметрией плазма начнёт вращаться, как в центрифуге. Однако так будет только в случае, если магнитное поле закручивает в пределах прибора траектории всех заряженных частиц.

Если замагничены одни электроны, как это происходит в магнетронном разряде в не очень сильном магнитном поле, а траектории ионов слабо искривляются, то электрический поперечный дрейф электронов представляет собой некомпенсированный электронный ток. Этот ток, как уже говорилось в разделе 2.1, называют *холловским током*. На рис. 2.6 линии холловского тока совпадают с линиями электронного азимутального дрейфа, но имеют обратное направление.

Если электроны обладают начальной поперечной скоростью  $v_{0\perp}$ , перпендикулярной магнитному полю, траектории представляют собой кривые – *трохоиды*, которые также можно разложить на вращение по окружности и поступательное движение ведущего центра в направлении [ЕВ]. В отличие от циклоиды точка, образующая трохойду, берётся либо внутри, либо снаружи катящейся окружности в зависимости от направления начальной скорости. Трохоиду ещё называют *сжатой или удлинённой циклоидой*. В [89] подробно рассмотрены варианты трохойд в зависимости от начальной скорости электронов.

На рис. 2.16 (б, в) приведены трохойдальные траектории для электрона с различной начальной скоростью  $v_{0\perp}$ . На рисунках окружности, по которым движется электрон, показаны штриховой линией; там же для сравнения показаны сплошной линией катящиеся окружности (базовые окружности циклоиды).

Роль начальной скорости электрона возрастает в слабом электрическом поле, например, в плазменной области

магнетронного разряда. В этом случае траектория представляет собой петлеобразную трохойду, образованную окружностью малого диаметра  $D_{це}$  (рис. 2.13д). Такая трохойда похожа на плоскую спираль, растянутую в  $[\mathbf{EВ}]$  направлении.

Если окружность, образующая циклоиду или трохойду, катится по другой окружности снаружи, то получатся кривые, называемые *эпициклоидой* или *эпитрохойдой*. Если окружность будет катиться по большей окружности изнутри, то получатся кривые *гипоциклоида* и *гипотрохойда*. Подобные кривые отображают траектории электронов в системах с цилиндрическими коаксиальными электродами. Так, на рис. 2.8в показаны траектории электрона, которые представляют собой начальную часть эпициклоид, а на рис. 2.8г – гипоциклоид, полученных при различных значениях  $B$ .

В [103] рассмотрены различные виды циклоидальных кривых и их свойства.

Если начальная скорость электронов имеет компоненту  $v_{ц}$ , параллельную силовым линиям магнитного поля  $\mathbf{B}$ , то частица наряду с циклоидальным (трохойдальным) движением поперёк магнитного поля будет равномерно перемещаться и вдоль магнитного поля, описывая сложную пространственную кривую.

Циклоидальное движение электронов можно рассматривать как маятниковые колебания вдоль силовых линий электрического поля, и они напоминают колебательные траектории электронов в разрядах с двумя катодами-отражателями (пример – приосевые траектории электронов в ячейке Пеннинга, рис. 2.4) или разряд с полым катодом, где электроны совершают маятниковые движения между противоположными поверхностями катода. Вследствие этого магнетронный, пеннинговский и полокатодный разряд имеют похожие электрические характеристики.

Циклоидальный характер движения электронов приводит к ограничению области пространства, где они могут находиться, высотой циклоиды, поэтому такое движение можно рассматривать как один из вариантов магнитного удержания (ловушки) электронов. Сильное магнитное поле может аналогичным образом удерживать и тяжёлые ионы.

**СИЛОВЫЕ ЛИНИИ ПОЛЕЙ ОРИЕНТИРОВАНЫ ПРОИЗВОЛЬНЫМ ОБРАЗОМ**

Для анализа траекторий электронов в таком случае следует: разложить вектор электрического поля  $E$  на две компоненты: параллельную магнитному полю ( $E_{\parallel}$ ) и перпендикулярную полю ( $E_{\perp}$ ),

выбрать систему координат, одна ось которого ( $Oz$ ) направлена вдоль магнитного поля, а вторая ось ( $Oy$ ) – вдоль компоненты электрического поля  $E_{\perp}$ , ортогональной магнитному полю.

Тогда результирующее трёхмерное перемещение электрона будет состоять из двух более простых движений в плоскости  $xOy$  и вдоль оси  $Oz$ . Составляющая  $E_{\perp}$  вызовет дрейф вдоль оси  $Ox$ . Параллельная компонента электрического поля  $E_{\parallel}$  заставит электрон двигаться равноускоренно вдоль оси  $Oz$ . При этом проекция результирующей траектории на плоскость  $xOy$  будет представлять собой циклоиду (или трохоиду), а проекция результирующей траектории на плоскость  $xOz$  – параболу.

**2.3.3 Движение электронов в скрещенных полях в газе низкой плотности**

Рассмотрим механизм переноса электронов поперёк магнитного поля в газовой среде при наличии электрического поля. Если выполняются соотношения  $T_{ce} > \tau_e$ ,  $\omega_e \tau_e < 1$ , т.е. плотность газа не очень высока, и столкновения с газовыми молекулами происходят достаточно редко, то в промежутке между столкновениями траектории электронов представляют собой трохоиду (циклоиду).

В результате суперпозиции ларморовского вращения и электрического дрейфа ведущего центра радиус кривизны траектории не остаётся постоянным: он максимален в точках 1, соответствующих максимальной энергии электрона, и минимален в точках 2, соответствующих минимальной энергии (рис. 2.17). Ясно (см. анализ столкновений электронов в разделе 2.3.1, рис. 2.14), что смещение ведущего центра ларморовской окружности в результате столкновений будет больше в точках с

большим радиусом кривизны. Поэтому, несмотря на одинаковую вероятность столкновений в различных точках траектории, среднее смещение ведущего центра направлено в сторону действия силы электрического поля  $F_z$ .

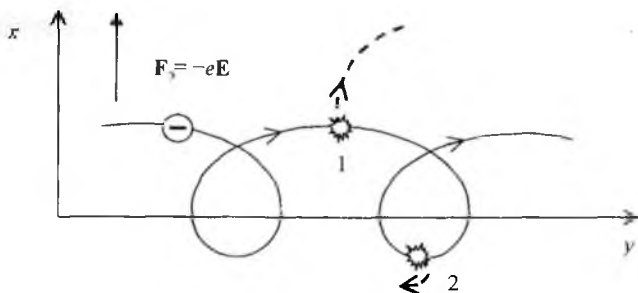


Рис.2.17. Траектории электрона при столкновении с молекулами газа в скрещенных полях [100]

В [100] приведена оценка смещения ведущего центра при лобовом столкновении электронов с молекулами газа и получено выражение для среднего смещения электрона в направлении действия электрической силы  $F_z$  при столкновении в предположении, что средняя величина смещения равна половине максимального при лобовом столкновении:

$$\langle \Delta x \rangle_E \approx \frac{mE}{eB^2} = \frac{1}{2} D_{ц.е.} \quad (2.30)$$

Из последней формулы следует, что средняя величина смещения электрона при столкновении приблизительно равна ларморовскому радиусу. При этом смещение ведущего центра происходит преимущественно в ту сторону, в которой произошло столкновение: например, если столкновение произошло слева от центра (в точке 1), то он смещается влево, если справа (в точке 2) — то смещается вправо (рис. 2.17). Для средней скорости электрона в направлении силы электрического поля  $\bar{v}_{e.E}$  можно записать:

$$\bar{v}_{e.E} = \frac{\langle \Delta x \rangle_{\bar{n}}}{\tau_F} = - \frac{mE}{eB^2 \tau_a} \quad (2.31)$$

Более точной формулой для определения  $\bar{v}_{e,E}$  является следующее выражение [100]:

$$\bar{v}_{e,E} = \frac{m_{\text{пр}}}{eB^2\tau_e} E, \quad (2.32)$$

где  $m_{\text{пр}} = mM_g / (m + M_g)$  – приведённая масса электрона при столкновении с газовой молекулой. Соответственно, уточнённая величина среднего смещения электрона при столкновении составляет:

$$\langle \Delta x \rangle_E = \frac{m_{\text{пр}} E}{eB^2}. \quad (2.33)$$

Определим *подвижность электронов* поперёк магнитного поля  $b_{e,\perp}$ . Общепринято, что подвижность – это коэффициент пропорциональности в зависимости средней скорости движения заряженной частицы от напряжённости поля  $E$ . Запишем выражение для  $\bar{v}_{e,E}$  в виде:

$$\bar{v}_{e,E} = b_{e,\perp} E. \quad (2.34)$$

С учётом (2.32) и (2.31) получаем:

$$b_{e,\perp} = \frac{m_{\text{пр}}}{eB^2\tau_e} \approx \frac{m}{eB^2\tau_e}. \quad (2.35)$$

Теперь сравним  $b_{e,\perp}$  с подвижностью электронов при отсутствии магнитного поля  $b_e$  или вдоль него  $b_{e,\parallel}$  [100]:

$$b_e = b_{e,\parallel} = \frac{e\tau_e}{m_{\text{пр}}}. \quad (2.36)$$

Как видно, при отсутствии магнитного поля или в продольных полях более частые столкновения электронов с молекулами газа (малые значения  $\tau_e$ ) приводят к снижению подвижности  $b_e$ , а в поперечном магнитном поле – к повышению  $b_{e,\perp}$ .

Также обратим внимание на выполнение следующего соотношения в магнитном поле и без него (*соотношения Дрейфгейна*):

$$\frac{b_{e,\perp}}{D_{e,\perp}} = \frac{b_{e,\parallel}}{D_{e,\parallel}} = \frac{b_e}{D_e} = \frac{e}{kT_e}. \quad (2.37)$$

### 2.3.4 Движение электронов в неоднородном магнитном поле

Как мы видели, траектории движения электронов даже в однородном магнитном поле представляют собой достаточно сложные пространственные кривые. В случае, когда векторы электрического и магнитного полей образуют произвольный угол, а силовые линии полей искривлены, траектории электронов имеют намного более сложный и запутанный вид, плохо поддающийся аналитическому расчёту.

Введём критерии, когда магнитное поле можно считать достаточно однородным, чтобы можно было использовать вышеприведенные формулы. Очевидно, в качестве таких пространственных критериев можно принять следующие соотношения:

$$r_e \ll L, \quad l_e = v_{\perp} T_{ce} \ll L, \quad (2.38)$$

где  $L$  – характерный масштаб пространственной неоднородности. Первое неравенство означает, что магнитное поле мало меняется на расстоянии порядка ларморовского радиуса при движении электрона поперёк магнитного поля. Второе неравенство означает, что магнитное поле мало меняется за время порядка циклотронного периода при движении электрона вдоль магнитного поля. Таким образом, оба неравенства характеризуют плавно изменяющееся поле.

В условиях малого изменения магнитного поля траекторию электрона можно представить в виде суперпозиции ларморовского вращения и дрейфа ведущего центра, что позволяет получить сравнительно простые выражения для оценки обеих компонент скорости – для ларморовского вращения и дрейфа. Такое приближение называют *дрейфовым (guiding center approximation)* и оно широко применяется в физике замагниченной плазмы.

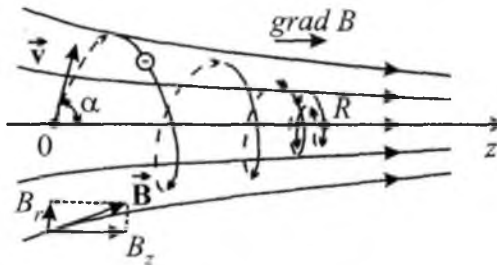
Поскольку неоднородность магнитного поля может проявляться по-разному, а общая картина движения электронов в таких полях – довольно сложная, рассмотрим три относительно простых, но типичных задачи для изучения влияния неоднородности магнитного поля: влияние продольного и поперечного градиентов и кривизны силовых линий. Сразу



отметим, что термины “продольный” и “поперечный” градиенты являются не вполне строгими, так как один вид градиента связан с другим. Здесь имеется в виду, что при таких градиентах индукция поля меняется в основном либо вдоль поля, либо поперёк.

### Влияние продольного градиента

В этом случае  $\text{grad} B \parallel \mathbf{B}$  и силовые линии не параллельны между собой. Примем для определённости, что силовые линии сгущаются в направлении  $\mathbf{B}$  и обладают осевой симметрией, т.е. имеются только две компоненты магнитного поля —  $B_z$  и  $B_r$ . Кроме того, примем, что неоднородность поля не очень велика, так что на расстоянии порядка  $r_e$  относительное изменение индукции незначительно ( $r_e |\text{grad} B| \ll B$ ). На рис. 2.18 приведена картина силовых линий магнитного поля и примерная траектория движения электрона для данного случая. Электрон стартует из точки 0 на оси Oz.



**Рис.2. 18.** Движение электрона в магнитном поле с продольным градиентом. 0 – точка старта,  $\alpha$  – начальный угол между вектором скорости электрона и локальным направлением силовой линии магнитного поля, R – точка отражения от области сильного поля

Под действием продольной компоненты поля  $B_z$  на поперечную компоненту скорости  $v_{\perp}$  генерируется центростремительная сила Лоренца  $F_r$ , которая заставляет электрон вращаться по радиусу  $r_e$  в плоскости,

перпендикулярной оси, как и в однородном поле. Продольная компонента скорости  $v_{\parallel}$  приводит к движению электрона вдоль силовых линий. Радиальная компонента поля  $B_r$  взаимодействует с тангенциальной составляющей скорости вращающегося электрона, т.е.  $v_{\perp}$ , и генерирует продольную силу  $F_z$ , которая заставляет измениться продольную компоненту скорости электрона  $v_{\parallel}$ . Радиальная компонента поля  $B_r$  взаимодействует также с продольной составляющей скорости и генерирует тангенциальную силу, которая заставляет измениться поперечную компоненту  $v_{\perp}$ . Таким образом, наличие радиальной компоненты магнитного поля  $B_r$  приводит к изменению  $v_{\parallel}$  и  $v_{\perp}$  во время движения электрона. Для определения этих изменений рассчитаем величину продольной силы  $F_z$ .

Из условия равенства нулю дивергенции магнитного поля ( $\text{div} \mathbf{B} = 0$ ) получаем решение в цилиндрических координатах для радиальной составляющей магнитного поля на ларморовской окружности [57]:

$$B_r = -\frac{r_e}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} \approx -\frac{r_e}{2} \frac{dB_z}{dz}. \quad (2.39)$$

Отсюда величина силы  $F_z$  составляет:

$$F_z = -ev_{\perp} B_r \approx -ev_{\perp} \frac{r_e}{2} \frac{dB_z}{dz} = -e \frac{v_{\perp}^2}{2\omega_{ce}} \frac{dB_z}{dz} = -\frac{K_{\perp}}{B} \frac{dB_z}{dz} = -\mu_M \frac{dB_z}{dz} \quad (2.40)$$

где  $\mu_M$  — магнитный момент кругового тока электрона на ларморовской окружности, его модуль равен:

$$\mu_M = K_{\perp} / B. \quad (2.41)$$

Направление вектора магнитного момента  $\vec{\mu}_M$  всегда противоположно направлению внешнего магнитного поля для любых частиц независимо от их знака:

$$\vec{\mu}_M = -\left(K_{\perp} / B^2\right) \mathbf{B}. \quad (2.41a)$$

Выражение в обобщённой форме для силы  $F_{\parallel}$ , параллельной локальному магнитному полю, имеет вид:

$$F_{\parallel} = -\vec{\mu}_M \cdot \text{grad} \mathbf{B}. \quad (2.42)$$

Из (2.40) и (2.42) следует, что продольная сила  $F_z$  (или  $F_{\parallel}$  в общем случае) направлена против градиента поля. В нашем случае поле усиливается, т.е.  $\frac{dB_z}{dz} > 0$ , и сила  $F_z$  тормозит электрон вдоль оси  $Oz$ . В конце концов, сила  $F_z$  может заставить электрон повернуть обратно в некоторой точке  $R$ . На этом эффекте основано действие магнитных “зеркал”, “пробок” и адиабатических ловушек для заряженных частиц.

Действительно, сила  $F_z$  совершает работу  $F_z dz$  на пути  $dz$ , которая приводит к изменению энергии кинетического движения вдоль оси  $Oz$ :  $dK_{\parallel} = F_z dz$ . Поскольку полная кинетическая энергия электрона  $K = K_{\parallel} + K_{\perp}$  остаётся постоянной при движении в слабонеоднородном магнитном поле, то  $K_{\perp}$  уменьшается при возрастании  $K_{\parallel}$ :

$$dK_{\perp} = -dK_{\parallel} = -F_z dz = \frac{K_{\perp}}{B} \frac{dB_z}{dz} dz. \quad (2.43)$$

Из этого уравнения следует, что энергия вращения электрона  $K_{\perp}$  изменяется пропорционально магнитному полю. Это свидетельствует о постоянстве магнитного момента  $\mu_m = K_{\perp} / B = \text{const}$  во время движения электрона в слабонеоднородном поле. Магнитный момент, таким образом, является инвариантом (интегралом) движения заряженной частицы. Его также называют адиабатическим инвариантом, поскольку он выполняется приблизительно. Однако его точность весьма высока. Детальный анализ показывает, что его изменение является экспоненциально малой функцией  $r_e / L$ , поэтому обсуждаемые эффекты справедливы для случая сильного магнитного поля и малых радиусов ларморовского вращения электронов.

Используя законы сохранения полной кинетической энергии и сохранения магнитного момента можно записать следующие выражения для различных точек на оси  $Oz$ :

$$K(0) = K_{\perp}(0) + K_{\parallel}(0) = K(z) = K_{\perp}(z) + K_{\parallel}(z), \quad (2.44)$$

$$\mu_m = \frac{K_{\perp}(0)}{B(0)} = \frac{K_{\perp}(z)}{B(z)} \quad \text{и} \quad (2.45)$$

$$K_{\parallel}(z) = K_{\parallel}(0) - K_{\perp}(0) \left[ \frac{B(z)}{B(0)} - 1 \right]. \quad (2.46)$$

Таким образом, мы опять видим, что при движении частицы в область нарастающего поля параллельная компонента её скорости уменьшается, и в некоторой точке  $R$  она может обратиться в нуль, а электрон может повернуть обратно (рис. 2.18). Соответственно, угол между вектором скорости и направлением силовой линии магнитного поля в точке поворота будет равен  $\pi/2$ . Положение точки поворота зависит от отношения начальных значений энергии продольного и поперечного движения.

Отражаться от области с индукцией  $B(z)|_{z=R}$  будут те электроны, для которых угол  $\alpha$  между вектором скорости  $\mathbf{v}(0)$  и локальным направлением силовой линии (рис. 2.18) удовлетворяет неравенству:

$$\sin^2 \alpha = \frac{K_{\perp}(0)}{K} > \frac{B(0)}{B(R)}. \quad (2.47)$$

Те электроны, для которых данное условие не выполняется на всей оси магнитной системы, смогут дойти до торца системы.

В дальнейшем мы рассмотрим, как этот эффект может проявиться в МРС.

## ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ГРАДИЕНТА

В этом случае  $\text{grad} B \perp \mathbf{B}$ , т.е. поле одинаково по направлению, а силовые линии — параллельные прямые, сгущающиеся с одной стороны. Такой вариант градиента показан на рис. 2.19, где степень черноты фона отображает густоту силовых линий магнитного поля, направленных на читателя. Положим, что неоднородность поля не велика ( $r_e |\text{grad} B| \ll B$ ), а



Рис. 2.19. Движение электрона в магнитном поле с поперечным градиентом.

начальная скорость электрона перпендикулярна полю. Под действием силы Лоренца электрон движется по орбите вокруг силовых линий, но радиус кривизны траектории будет меньше в области более

сильного поля ( $r_e \sim B^{-1}$ ). Вследствие этого траектория электрона не является замкнутой, а образует трохоиду из периодически повторяющихся петель (рис. 2.19). В таком случае сложное движение частицы может быть разложено на простое ларморовское движение вокруг ведущего центра и прямолинейное перемещение с постоянной скоростью (дрейф) самого центра  $v_{\text{др.град}}$  в направлении, перпендикулярном  $\mathbf{B}$  и  $\text{grad}B$ .

В литературе [57,89,100,101] приведены решения задачи по определению скорости градиентного дрейфа в подобных условиях:

$$v_{\text{др.град}} = -\frac{r_e v_{\perp}}{2B^2} [\mathbf{B} \text{ grad} \mathbf{B}] = -\frac{K_{\perp}}{eB^3} [\mathbf{B} \text{ grad} \mathbf{B}] = -\frac{\mu_M}{eB^2} [\mathbf{B} \text{ grad} \mathbf{B}]. \quad (2.48)$$

Модуль скорости дрейфа равен:

$$v_{\text{др.град}} = \frac{mv_{\perp}^2}{2eB^2} \text{grad}B = \frac{K_{\perp}}{eB^2} \text{grad}B. \quad (2.48a)$$

Из рис. 2.19 видно, что вектор скорости градиентного дрейфа электрона направлен вправо. Дрейф положительных частиц в этих же условиях будет направлен в противоположную сторону. Это означает, что градиентный дрейф вызывает электрический ток в плазме.

Аналогичная ситуация имеет место в планарных магнетронных распылительных системах, где в средней части плазменного тороида силовые линии туннелеобразного магнитного поля идут практически параллельно поверхности мишени и сгущаются вблизи её. Градиентный дрейф в этом случае приводит к смещению электронов в азимутальном направлении, совпадающем с направлением холловского тока<sup>1</sup>.

## ВЛИЯНИЕ КРИВИЗНЫ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Искривление силовых линий приводит, вообще говоря, к градиенту в направлении, перпендикулярном силовым линиям

<sup>1</sup> См. раздел 2.1, рис. 2.6.

поля, и градиентному дрейфу частиц,двигающихся поперёк него. Но, кроме того, кривизна линий вызывает такое специфическое дрейфовое движение, обусловленное изменением направления магнитного поля, как центробежный дрейф, т.е. дрейф под действием центробежной силы  $F_{ц.б}$  для частиц,двигающихся вдоль силовых линий. Центробежный дрейф приводит к смещению ведущего центра ларморовской окружности в направлении перпендикулярном направлению радиуса кривизны и магнитного поля (рис. 2.20).

По аналогии с дрейфом под действием электрической силы можно написать уравнение для центробежного дрейфа:

$$\mathbf{v}_{др.ц.б} = - \frac{[\mathbf{F}_{ц.б} \mathbf{B}]}{eB^2}. \quad (2.49)$$

Формула для центробежной силы имеет вид

$$\mathbf{F}_{ц.б} = \frac{mv_{\parallel}^2}{\rho} \bar{\rho}, \quad (2.50)$$

где  $\bar{\rho}$  – радиус-вектор кривизны силовых линий (рис. 2.20). В результате получаем формулу для скорости центробежного дрейфа, выраженную через параметры магнитного поля:

$$\mathbf{v}_{др.ц.б} = - \frac{mv_{\parallel}^2}{eB^2} \frac{1}{\rho} [\bar{\rho} \mathbf{B}]. \quad (2.51)$$

Запишем соотношение между радиусом кривизны силовых линий магнитного поля и его градиентом [100]:

$$\frac{\bar{\rho}}{\rho^2} = - \left( \frac{\mathbf{B}}{B} \text{grad} \right) \frac{\mathbf{B}}{B}. \quad (2.52)$$

Отсюда получаем для вектора скорости центробежного дрейфа

$$\mathbf{v}_{др.ц.б} = - \frac{mv_{\parallel}^2}{eB^2} \left[ \mathbf{B} \times \left( \frac{\mathbf{B}}{B} \text{grad} \right) \frac{\mathbf{B}}{B} \right]. \quad (2.53)$$

Когда силовые линии представляют собой плоские кривые, то (2.47) можно упростить [100]:

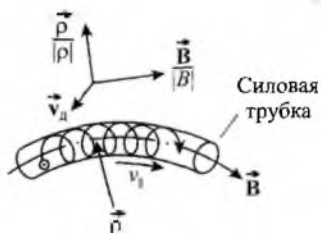


Рис. 2.20. Движение электрона в магнитном поле с изогнутыми силовыми линиями ( $\mathbf{v}_d$  – вектор скорости центробежного дрейфа)

$$v_{\text{др.ц.б}} = -\frac{mv_{\parallel}^2}{eB^3} [\mathbf{B} \operatorname{grad} \mathbf{B}]. \quad (2.54)$$

Модуль скорости дрейфа для последнего случая равен:

$$v_{\text{др.ц.б}} = \frac{mv_{\parallel}^2}{eB^2} \operatorname{grad} B = \frac{2K_{\parallel}}{eB^2} \operatorname{grad} B. \quad (2.54a)$$

На рис. 2.20 приведен пример траектории электрона в условиях центробежного дрейфа. Дрейф положительных частиц в этих же условиях будет направлен в противоположную сторону. Это означает, что центробежный дрейф, как и градиентный, вызывает электрический ток в плазме.

Скорость суммарного (полного) дрейфа электронов в криволинейном магнитном поле складывается из скорости градиентного дрейфа и центробежного дрейфа и для случая, когда силовые линии представляют собой плоские кривые, скорость суммарного дрейфа равна:

$$v_{\text{др}} = -\frac{m}{2eB^3} (v_{\perp}^2 + 2v_{\parallel}^2) [\mathbf{B} \operatorname{grad} \mathbf{B}] = -\frac{\mu_m}{eB^2} \left( 1 + 2\frac{v_{\parallel}^2}{v_{\perp}^2} \right) [\mathbf{B} \operatorname{grad} \mathbf{B}]. \quad (2.55)$$

Можно получить и другие аналогичные выражения для скорости суммарного дрейфа, используя выше приведенные формулы для отдельных составляющих дрейфового движения.

В планарных магнетронах силовые линии магнитного поля сильно искривлены, поэтому в них плазменные электроны совершают оба вида дрейфового движения, которые совпадают по направлению, в результате чего электроны смещаются в азимутальном направлении и генерируют азимутальный ток, совпадающий по направлению с холловским током<sup>1</sup>.

## МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ПРИ ЛАРМОРОВСКОМ ВРАЩЕНИИ ЭЛЕКТРОНА И ДИАМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ

Вращающийся по циклотронной (ларморовской) окружности электрон создаёт круговой ток  $I_{\text{ц}}$ , что позволяет рассматривать эту окружность как виток с током. Ток  $I_{\text{ц}}$  численно равен

<sup>1</sup> См. раздел 2.1, рис. 2.6.



величине электрического заряда, переносимого через поперечное сечение витка  $S$  в единицу времени:

$$I_{\text{ц}} = e / T_{\text{ц}e} = e\omega_{\text{ц}e} / 2\pi. \quad (2.56)$$

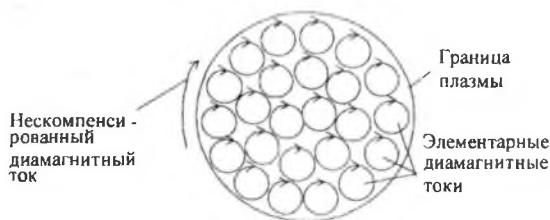
Этот ток характеризуется магнитным моментом  $\mu_{\text{м}}$ , о котором упоминалось выше:

$$\mu_{\text{м}} = I_{\text{ц}} S = \frac{1}{2} e \omega_{\text{ц}e} r_e^2 = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{K_{\perp}}{B}, \quad \vec{\mu}_{\text{м}} = - (K_{\perp} / B^2) \mathbf{B}. \quad (2.57)$$

Круговой ток генерирует собственное магнитное поле, направленное против внешнего поля, в чём не трудно убедиться, применив правило буравчика. Вращающаяся частица как бы стремится ослабить внешнее поле. Это означает, что *циклотронная орбита (ларморовская окружность) обладает диамагнитными свойствами.*

Известно, что диамагнетики отталкиваются сильными магнитными полями, и такой эффект, действительно, имеет место в адиабатических магнитных зеркалах и ловушках, где электроны, вращающиеся по ларморовской окружности, выталкиваются в область слабого магнитного поля (см. выше объяснение влияния продольного градиента магнитного поля).

Диамагнитные свойства среды связаны с эффектами намагничивания, поэтому диамагнитный ток в плазме также называют током намагничивания.

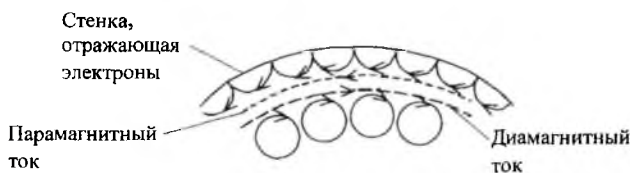


**Рис. 2.21.** Диамагнитные токи в ограниченной плазме. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка

Очевидно, что внутри однородной плазмы диамагнитные токи отдельных электронных орбит компенсируют друг друга, но на границе плазмы такой компенсации нет. Токи, создаваемые отдельными частицами на внешней границе плазмы, направлены

в одну сторону, и по плазменной поверхности течёт суммарный диамагнитный ток  $I_{\text{дм}}$  (рис. 2.21)). Диамагнитные токи электронов и ионов складываются.

Когда плазма касается стенок, а частицы упруго отражаются с сохранением заряда, то на границе возникает так называемый парамагнитный ток, направленный противоположно диамагнитному (рис. 2.22). Парамагнитный ток усиливает магнитное поле в отличие от диамагнитного, который ослабляет поле. Генерация парамагнитного тока объясняется тем, что при



**Рис. 2.22.** Генерация парамагнитного тока при отражении частиц от стенки. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка

отражении от стенки ведущий ларморовский центр перемещается в сторону, противоположную направлению вращения частиц. Оба тока компенсируют друг друга, если отражаются все заряженные частицы. Отражение частиц (электронов) может происходить не только от твёрдой стенки, но и от слоя пространственного заряда (ионного слоя в случае электронов).

Диамагнитный ток течёт и в неоднородной плазме, которая имеет градиент концентрации, температуры или магнитного поля. На рис.рис. 2.23 показано, как генерируется диамагнитный ток в плазме с градиентом концентрации электронов.

Плотность диамагнитного электронного тока, вызванного градиентом концентрации, можно определить по формуле [100]:

$$\mathbf{j}_{\text{дм}} = -en\mathbf{u}_e = -\frac{T_e}{B^2} [\mathbf{B} \operatorname{grad} n], \quad (2.58)$$

где  $n$ , и  $\mathbf{u}_e$  — концентрация и направленная скорость электронов. Аналогичный вид имеет выражение для плотности диамагнитного тока, связанного с градиентом температуры.

Для плотности диамагнитного тока, вызванного градиентом суммарного давления заряженных частиц  $p_{з.ч}$ , включающего градиенты концентрации и температуры электронов и ионов, имеется следующее выражение [100]:

$$\mathbf{j}_{д-ч} = -en(\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i) = -\frac{1}{B^2} [\mathbf{B} \text{ grad } p_{з.ч}], \quad (2.59)$$

где  $\mathbf{u}_i$  – направленная скорость однозарядных ионов. Как видно, диамагнитный ток направлен перпендикулярно магнитному полю и градиенту давления. В планарных магнетронных распылительных системах он направлен по азимуту, как и холловский ток.

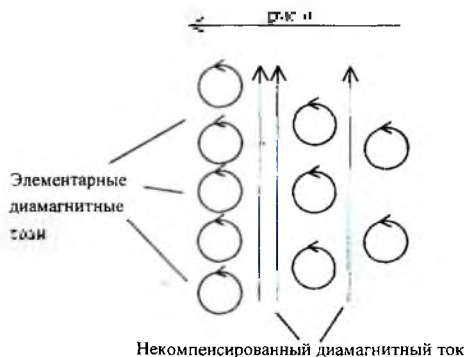


Рис. 2.23. Генерация диамагнитного тока в плазме с градиентом концентрации. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка

Отметим, что приведенные выше формулы для определения плотности диамагнитного тока относятся к случаю, когда силовые линии магнитного поля параллельны друг другу и  $\text{grad} B \perp \mathbf{B}$ , а под величиной  $p_{з.ч}$  подразумевается поперечное давление.

Направление диамагнитного тока таково, что создаваемое им магнитное поле противоположно внешнему полю. Собственное магнитное поле элементарных круговых токов мало; также невелико суммарное магнитное поле, генерируемое

диамагнитным током, но если концентрация электронов в плазме магнетронного разряда достаточно велика, надо принимать во внимание диамагнитный эффект и искажение внешнего магнитного поля в области разряда.

Интересной особенностью диамагнитного тока является то, что для его появления не нужно макроскопическое электрическое поле, и, более того, генерация тока обеспечивается, если ведущие центры неподвижны. Последнее является следствием того, что макроскопический диамагнитный ток генерируют микроскопические круговые токи.

Диамагнитный эффект в плазме (снижение магнитного поля в плазме или намагничивание плазмы) тесно связан с так называемым эффектом магнитного давления  $p_M$ :

$$p_{з.ч} + p_M = \text{const.} \quad (2.60)$$

Здесь  $p_M = \frac{\mu_0 H^2}{2}$  в системе СИ ( $p_M = \frac{H^2}{8\pi}$  в системах единиц (ТСМ и Гаусса);  $\mu_0$  – магнитная постоянная ( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м). Магнитное давление действует в поперечном направлении по отношению к силовым линиям магнитного поля.

Последнее равенство показывает, что внутри плазмы по мере увеличения кинетического давления снижается магнитное давление (уменьшается магнитная индукция). Максимальное уменьшение поля зависит от максимального давления в плазме. На границе плазмы магнитное давление максимально, и магнитное давление как бы ограничивает плазму. Часто пользуются коэффициентом  $\beta$ , равным отношению кинетического давления к магнитному:

$$\beta = p_{з.ч} / p_M. \quad (2.61)$$

Опять напомним, что постоянство суммы давлений относится к случаю параллельных силовых линий магнитного поля и поперечного градиента ( $\text{grad} B \perp B$ ). При изогнутых силовых линиях на распределение магнитного поля влияют и другие факторы.

Физической аналогией магнитного давления на плазму может служить давление, создаваемое растягиваемой резиновой оболочкой, на содержащуюся внутри неё жидкую среду.

## 2.4 Движение заряженных частиц в магнетронном разряде

В разделе 2.3 были рассмотрены особенности движения заряженных частиц в магнитном поле в неограниченном пространстве при отсутствии или наличии электрического поля, не искажённого пространственным зарядом частиц. При анализе движения частиц в магнетронном разряде нужно учитывать ограничение разрядного объёма электродами, процессы на их поверхностях и реальное распределение электрического поля в межэлектродном промежутке. Рассмотрим вначале, как сказывается присутствие электродов на движении частиц.

### 2.4.1 Движение частиц в пространстве, ограниченном электродами

Электроды играют важную роль в магнетронном разряде, как и в любом другом тлеющем разряде. Во-первых, они ограничивают пространство, где происходят разрядные процессы. Во-вторых, они при подаче на них напряжения создают в межэлектродном промежутке электрическое поле, которое ускоряет заряженные частицы (электроны к аноду, ионы к катоду) и генерирует конвекционный электрический ток. При этом электроды служат коллекторами (сборщиками) частиц, обеспечивая прохождение тока во внешней электрической цепи. Катод, кроме того, является поставщиком свободных электронов, которые после ускорения электрическим полем ионизуют газ, обеспечивая самоподдержание разряда. Условие самоподдержания выражает уравнение (1.3), в котором свойства катода как эмиттера электронов представлены коэффициентом ионно-электронной эмиссии  $\gamma$ .

Влияние электродов на траектории движения частиц зависит от многих факторов: конфигурации электродной системы, величины напряжения, конфигурации и величины магнитного поля, давления газа, значения параметра замагниченности электронов  $\omega_{ce}\tau_e$ .

Рис. 2.8 иллюстрирует это влияние на примерах простейших магнетронов в условиях высокого вакуума или очень редких

столкновений электронов с газовыми молекулами. Вид траекторий электронов зависит от отношения высоты циклоиды (соответственно, эпи- и гипоциклоиды в цилиндрических магнетронах)  $h_{ц.е.}$  к величине межэлектродного промежутка  $d$ : по мере увеличения величины индукции магнитного поля при неизменном межэлектродном напряжении  $U$  можно получить три вида траекторий для трёх значений  $B$  и  $h_{ц.е.}/d$  (рис. 2.8):

- небольшие значения  $B$  ( $B < B_{кр}$ ),  $h_{ц.е.}/d > 1$ ; траектория электронов искривлена, но все катодные электроны попадают на анод (траектории 1);
- критическое значение  $B$  ( $B = B_{кр}$ ),  $h_{ц.е.}/d = 1$ ; в этом случае электроны лишь касаются поверхности анода на вершине циклоиды (траектории 2);
- магнитная индукция больше  $B_{кр}$ ,  $h_{ц.е.}/d < 1$ ; в этом случае электроны, достигнув высшей точки циклоиды, поворачивают обратно к катоду, не попадая на анод (траектории 3)<sup>1</sup>.

Поскольку магнитное поле распылительных систем слабо влияет на движение тяжёлых ионов, траектория их движения определяется только электрическим полем и столкновениями с другими частицами. В магнетронах, показанных на рис. 2.8, траектории ионов совпадают с силовыми линиями электрического поля, оканчиваясь на катоде.

Изменение анодного тока  $i$  при увеличении индукции и постоянном значении  $U$  в условиях высокого вакуума показано на рис. 2.8б. Как видно, сначала ток не зависит от величины  $B$ , так как все катодные электроны попадают на анод, хотя и движутся по криволинейным траекториям 1. При  $h_{ц.е.}/d = 1$  и  $B = B_{кр}$  электронный конвекционный ток резко уменьшается. При  $B > B_{кр}$  ток падает практически до нуля, и имеет место режим отсечки электронов, поскольку они не достигают анода и уходят на катод (кривые 3).

<sup>1</sup>Формулы для определения  $B_{кр}$  приведены в разделе 2.2.

Конечная скорость спада тока при  $B \approx B_{\text{кр}}$  и ненулевой ток при  $B > B_{\text{кр}}$  на реальных кривых  $i(B)$  даже в высоком вакууме объясняются диффузией электронов на анод поперёк магнитного поля в результате столкновений электронов с молекулами остаточного газа, разбросом начальных скоростей, т.е. немоноэнергетичностью электронов, неоднородностями электродной структуры (краевыми эффектами, несимметричностью и перекосом электродов, неоднородностью поверхности электродов), которые приводят к нарушению ортогональности электрического и магнитного полей.

В случае магнетрона с газовым наполнением эффект отсечки катодных электронов и спада анодного тока нивелируется, поскольку катодные электроны в большом количестве могут попадать на анод благодаря столкновениям с молекулами газа. Кроме того, в межэлектродном промежутке появляются дополнительные электроны вследствие ионизации газа. При возникновении магнетронного разряда **анодный ток не спадает, а возрастает в режиме отсечки!**

Таким образом, можно заключить, что электроды должны прерывать траектории частиц, попадающих на их поверхность; причём на анод попадают только электроны, а на катод – как ионы, так и электроны в режиме отсечки. Однако возникает вопрос, что происходит в дальнейшем на поверхности электродов и самом разряде? Для ответа на этот вопрос рассмотрим сначала процессы в катодной области, а потом в анодной.

#### ПРОЦЕССЫ В КАТОДНОЙ ОБЛАСТИ, ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ КАТОДОМ

Катод подвергается бомбардировке ускоренными ионами, которые нейтрализуются на его поверхности, что эквивалентно поглощению их заряда, и эмитирует вторичные электроны. В результате во внешней цепи идёт ток, равный сумме токов ионов и вторичных электронов. Кроме того, катод служит источником нейтральных частиц – распылённых атомов и молекул своего материала, обратно рассеянных нейтрализовавшихся газовых ионов (быстрых атомов) и десорбированных газовых молекул с тепловой энергией; см. раздел 1.1.



В режиме отсечки катод не только эмитирует свободные вторичные электроны, но может их захватывать, поскольку поперечное магнитное поле возвращает электроны на катод. Последнее показывают траектории 3 на рис. 2.8. Захват электронов можно трактовать как снижение коэффициента вторичной эмиссии  $\gamma$ . Явление возврата и захвата электронов в магнетронном разряде похоже на эффекты обратного рассеивания и обратной диффузии электронов на катод, вызванных столкновениями вторичных электронов с газовыми молекулами в газонаполненном диоде с эмитирующим катодом без магнитного поля [104]. Однако эффекты обратного рассеивания и обратной диффузии электронов не существенны для магнетронного разряда из-за низкой плотности газа и высокой напряжённости электрического поля в прикатодной области, тогда как захват электронов катодом следует принимать во внимание [105-109].

В распылительной системе типа цилиндрического нормального магнетрона ( $B \sim 0,02$  Т) вероятность захвата электронов оценивается величиной 0,5 [108]. В плоском магнетроне – величиной 0,65-0,75 [109]. Отсюда следует, что эффективная величина коэффициента ионно-электронной эмиссии в магнетронном разряде  $\gamma_m$  в несколько раз меньше коэффициента эмиссии, измеренного в экспериментах с ионными пучками при отсутствии магнитного поля. Соответственно, в уравнении (1.3) вместо коэффициента  $\gamma$  необходимо использовать коэффициент  $\gamma_m$ .

На рис. 2.24 показаны траектории заряженных частиц в плоском магнетроне с однородными полями для случая захвата (1) и незахвата (2) вторичного электрона катодом.

Возможность захвата электрона катодом зависит от вероятности столкновения электрона с молекулой газа на длине его траектории. Если столкновение произошло, то электрон потеряет часть своей энергии, не сможет вернуться на поверхность катода и не будет захвачен. Усреднённая вероятность столкновения  $f$  определяется выражением [109]:

$$f = 1 - \exp(-s/\lambda_\Sigma), \quad (2.62)$$

где  $s$  – средняя длина траектории электрона от момента выхода из катода до момента захвата,  $\lambda_{\Sigma}$  – средняя длина свободного пробега электрона с учётом всех типов столкновений. В случае однородных полей вероятность столкновения на длине одной дуги циклоиды  $f_{\Sigma}$  определяется выражением:

$$f_{\Sigma} = 1 - \exp(-4h_{\Sigma e} / \lambda_{\Sigma}). \quad (2.62a)$$

Увеличение давления газа (уменьшение  $\lambda_{\Sigma}$ ) и снижение магнитной индукции (увеличение  $s$  и  $h_{\Sigma e}$ ) приводят к повышению вероятности столкновений электронов в газе и  $\gamma_m$ .



Рис. 2.24. Траектории электронов и ионов в плоском магнетроне с однородным электрическим полем в режиме отсечки.

1 – траектория вторичного электрона, захваченного катодом,  
2 – траектория вторичного электрона, не захваченного катодом,  
3 – электроны, перехваченные анодом. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка

Вероятность захвата зависит от величины коэффициента отражения электронов от катода (коэффициент отражения низкоэнергетичных электронов от металлов порядка 0,2-0,5 [109]). Отражённые электроны не захватываются, т.к. они увлекаются ускоряющим электрическим полем от катода. На вероятность захвата также влияют состояние поверхности катода (его шероховатость), место выхода и величина начальной энергии вторичных электронов, а также конфигурация магнитного поля.

В [109] показано, что в плоском (планарном) магнетроне с ародным или туннелеобразным магнитным полем (рис. 2.26) захват наиболее вероятен в тех местах, где вектор индукции

параллелен поверхности катода и имеет максимальную величину, а длина дугообразной траектории электронов минимальная. Из-за этого вторичная эмиссия сильно подавлена под средней частью туннельного свода магнитных силовых линий.

Электроны, выходящие из периферийной части катода, где магнитные силовые линии наклонены к его поверхности, либо уходят на анод, либо проходят длинный путь над поверхностью катода, навиваясь на магнитные силовые линии, и совершают столкновения с молекулами газа<sup>1</sup>. В результате, вероятность захвата для периферийных электронов не велика.

Явление захвата электронов катодом приводит к перераспределению плотности электронного тока на катоде и перераспределению плотности плазмы в магнетронном разряде, а последнее – к некоторому расширению зоны эрозии мишени.

Захвату электронов катодом способствует наличие у вторичных электронов начальной энергии ( $\sim 2-4$  эВ), благодаря которой они способны преодолеть действие тормозящего электрического поля на возвратных частях траекторий и попасть на поверхность катода. Из-за малой величины энергии возвращающихся электронов вторичная электрон-электронная эмиссия катода не значительна.

## ПРОЦЕССЫ В АНОДНОЙ ОБЛАСТИ, ВЛИЯНИЕ АНОДА НА ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Анод в магнетронном разряде, как и в любом другом разряде, поглощает электроны в количестве, необходимом для уравнивания тока во внешней цепи. Уравнивание тока (регулирование электронного тока на анод) происходит в разряде автоматически за счёт изменения падения напряжения в прианодной области, в так называемом анодном слое.

Влияние анода на движение электронов зависит от многих факторов: расположения в пространстве и конфигурации поверхности анода, конфигурации электрического поля, создаваемого анодом, ориентации магнитного поля и его величины около анода. Экранировка анода плазмой в плазменном

<sup>1</sup> См. траектории электронов на рис. 2.28.

магнетронном разряде уменьшает влияние анода на траектории электронов за пределами анодного слоя.

На рис. 2.24 показан перехват электронов анодом в плоском магнетроне. Видно, что анод перехватывает все электроны, подходящие к нему на расстояние меньше высоты циклоиды. Соответственно, на этом расстоянии электроны долго находиться не могут, а их концентрация не может быть большой.

Если электрическое поле около анода не велико, например, в случае примыкания к аноду плазмы, анод перехватывает электроны, удалённые от него на расстояние, равное циклотронному радиусу.

Энергия электронов, перехваченных анодом магнетронного разряда, зависит от многих факторов: напряжённости электрического поля в прианодной области, индукции и конфигурации магнитного поля, давления газа. Как уже говорилось, она благодаря закрутке электронов магнитным полем гораздо меньше энергии электронов, бомбардирующих анод в аномальном тлеющем разряде без магнитного поля. Это благоприятно для подложек, размещаемых на аноде (заземлённом подложкодержателе) напротив катода-мишени MPC. В аномальном тлеющем разряде на анод попадает много прямопролётных катодных электронов с энергией  $eU$ .

Попадание электронов на анод приводит к их частичному поглощению, упругому и неупругому отражению, а также вторичной электрон-электронной эмиссии [110]. Средняя энергия отражённых и вторичных электронов невелика (единицы-десятки электронвольт), и они возвращаются на анод, описав небольшую дугу в тормозящем электрическом поле. Если магнитное поле направлено параллельно поверхности анода, отражённые и вторичные электроны практически не уходят от поверхности анода. Роль этих частиц в магнетронном разряде не значительна.

В технологии ионного распыления применяются планарные магнетроны, которые имеют более сложную конфигурацию электродов, чем показанная на рис. 2.24. Рассмотрим для примера схему планарного магнетрона с прямоугольной мишенью (рис. 2.25), на которой образовалась эрозионная канавка в результате ионного распыления.

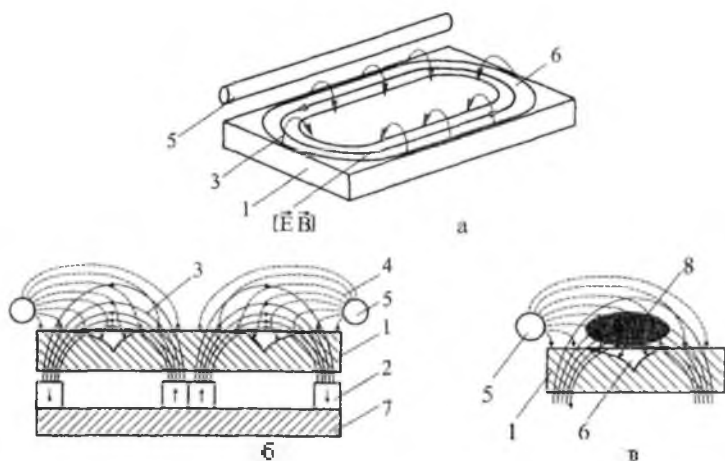
Магнитное поле в нём генерируется магнитами, расположенными под мишенью. В данном случае показана “сбалансированная” конфигурация поля, которая получается благодаря примерному равенству магнитной силы центральных и периферийных магнитов (силовые линии, выходящие из центральных магнитов, дважды пересекают мишень и поглощаются периферийными магнитами с минимальным боковым рассеиванием). Соответственно, силовые линии периферийных магнитов также имеют минимальное боковое рассеивание. Магнетроны с несбалансированной магнитной системой имеют гораздо более сложную конфигурацию магнитного поля<sup>1</sup>. Из рис. 2.25 видно, что даже сбалансированная магнитная система планарного магнетрона создает сильно неоднородное поле. Силовые линии магнитного поля имеют форму арки или туннельного свода (см. также рис. 2.2б).

Выполнение анода в виде параллельных стержней, расположенных вдоль катода-мишени, как показано на рис. 2.25, или использование в качестве анода боковых стенок технологической камеры приводит к тому, что электрическое поле в планарных магнетронных распылительных системах также неоднородно. Здесь отметим, что рассматриваемый пример относится к предразрядному периоду, когда ещё отсутствует плазма над катодом-мишенью магнетрона. Использование в качестве анода противоположной стенки камеры или плоского подложкодержателя напротив катода-мишени делает электрическое поле более однородным и похожим на поле в плоском магнетроне (как на рис. 2.24), но и в этом случае на распределение поля влияют геометрия поверхности мишени в зоне эрозии и краевые эффекты.

В пространстве над полюсами магнитов планарного магнетрона имеется область, где силовые линии магнитного поля более-менее ортогональны силовым линиям электрического поля. На рис. 2.25в область пространства со скрещенными полями обозначена цифрой 8. В ней имеет место эффект магнитной ловушки для катодных электронов, которые двигаются по траекториям, похожим на циклоиды. В пределах ловушки

<sup>1</sup> “Несбалансированные” магнитные системы рассмотрены в разделе 3.2.

вероятность ионизации газа наиболее высока. Очевидно, что зона ионизации имеет форму тороида, вытянутого по линии замкнутого  $[\mathbf{E}\mathbf{B}]$  дрейфа (рис. 2.25а).



**Рис. 2.25.** Планарный магнетрон с прямоугольной мишенью и сбалансированной магнитной системой (а – общий вид, б – поперечное сечение, в – фрагмент изображения “б”). Конфигурация электрического поля соответствует случаю, когда ещё отсутствует плазма над катодом-мишенью. 1 – катод-мишень магнетрона, 2 – постоянные магниты, 3 – силовые линии магнитного поля, 4 – силовые линии электрического поля, 5 – анод, 6 – зона эрозии мишени в результате ионного распыления её поверхности, 7 – нижний магнитопровод, 8 – область скрещенных полей (область магнитной ловушки для катодных электронов); кривая  $[\mathbf{E}\mathbf{B}]$  со стрелкой показывает направление дрейфа электронов в скрещенных полях

В тех местах, где силовые линии магнитного поля пересекают поверхность мишени (на оси и периферии магнитной системы), они параллельны силовым линиям электрического поля, и электроны имеют возможность быстро покинуть область локализации магнитного поля, уходя на анод. Соответственно, захват периферийных катодных электронов в ловушку маловероятен, как и мало вероятна ионизация ими газа при низких давлениях.



Очевидно, что для получения эффекта магнитной ловушки для катодных электронов необходима такая величина индукции магнитного поля, при которой траектории катодных электронов полей не выходили бы за пределы области скрещенных полей. Анализ распределений электрического и магнитного полей в различных конструкциях планарных магнетронов показывает, что высота области скрещенных полей над поверхностью мишени не велика – до 0,5-1 см, а требуемая величина индукции на поверхности мишени составляет около 0,05-0,1 Т.

В магнетронах с однородными полями (это обычно цилиндрические магнетроны с электромагнитами) область скрещенных полей может занимать весь межэлектродный промежуток, поэтому разряд в этих системах поддерживается при более низкой индукции магнитного поля ( $\sim 0,01$ - $0,02$  Т), а локализация зоны ионизации менее выражена. Разряд в этих системах поддерживается при более низких давлениях и напряжениях.

Поскольку область скрещенных полей в планарных магнетронах прижата к поверхности катода-мишени, то форма анода слабо влияет на траектории катодных электронов в этой области и характеристики магнетронного разряда, если анод не пересекает силовые линии магнитного поля, создающие эффект магнитной ловушки, и не нарушает замкнутость [ЕВ] дрейфа. Вблизи анода его влияние на траектории электронов велико, но, как показывает опыт, это не очень критично для возникновения и поддержания магнетронного разряда, если анод удален от катода на некоторое оптимальное расстояние<sup>1</sup>.

Таким образом, магнетронный разряд может возникать и поддерживаться практически при любой форме анода, но при выполнении нескольких условий:

анод должен быть удален от катода на расстояние, при котором обеспечивается режим отсечки катодных электронов (катодные электроны должны находиться в межэлектродном промежутке до почти полного использования своей энергии на ионизацию газа),

<sup>1</sup> См. также обсуждение характеристик, приведенных на рис. 2.39 в разделе 2.6.



- анод не должен пересекать силовые линии магнитного поля, создающие эффект магнитной ловушки, и не нарушать замкнутость **[ЕВ]** дрейфа,
- анод не должен быть удалён от катода на слишком большое расстояние, при котором напряжённость электрического поля будет мала для получения катодными электронами на высоте циклоиды энергии, необходимой для ионизации газа; при увеличении межэлектродного расстояния возрастает напряжение возникновения разряда.

Влияние формы анода на движение электронов существенно ослабевает после формирования в магнетронном разряде катодного слоя и плазмы отрицательного свечения, поскольку именно плазменная граница будет играть роль анода (точнее, прозрачного анода) для катодных электронов. В этом случае плазма в силу своей хорошей электрической проводимости будет как бы переносить эквипотенциаль анода на линию границы катодный слой-плазма. Более детально вопрос о движении частиц в плазменном магнетронном разряде рассмотрен в разделах 2.4.3 и 2.4.4.

В последнее время в связи с разработкой и применением длинномерных магнетронов возникла проблема обеспечения равномерности распыления длинных мишеней. Как оказалось, один из путей решения этой проблемы – применять анод однородной формы, симметрично охватывающий планарный магнетрон [111]. В этом случае будут симметричными и однородными траектории заряженных частиц в магнетронном разряде вдоль всей мишени.

### **2.4.2 Движение частиц в предразрядный период, возникновение магнетронного разряда**

Предразрядный период характеризуется тем, что к электродам приложено напряжение, достаточное для возникновения самостоятельного магнетронного разряда, но ещё не успела сформироваться его пространственная структура, а ток не достиг стационарного значения, соответствующего условиям, в которых поддерживается разряд. В предразрядный период

распределение электрического поля определяется конфигурацией электродной системы, влияние пространственного заряда частиц минимально, т.к. они ещё не успели накопиться в достаточной степени. Отсутствует плазма в межэлектродном промежутке. Движение заряженных частиц в предразрядный период обычно рассматривается с целью расчёта и анализа характеристик возникновения магнетронного разряда.

Траектории электронов в предразрядный период в простейших магнетронах показаны на рис. 2.8 для различных значений индукции магнитного поля и на рис. 2.24 для режима отсечки. В однородных скрещенных полях эти траектории представляют собой циклоиды (трохоиды). Магнетроны, показанные на рис. 2.8 (в, г), относятся к системам с замкнутым  $[EB]$  дрейфом; направление дрейфа показано на рис. 2.6 (а, б). В [106] приведен расчёт характеристики возникновения магнетронного разряда для случая циклоидальных траекторий электронов.

В планарных магнетронах (рис. 2.26, рис. 2.25) магнитное и электрическое поля существенно неоднородны, поэтому траектории электронов имеют более сложную форму, чем простая циклоида в однородных полях. В планарном магнетроне катодные электроны будут описывать траекторию, напоминающую циклоиду, только в узкой области скрещенных полей (область 8 на рис. 2.25). Электроны, эмитированные катодом в той части, где силовые линии магнитного поля пересекают поверхность катода, будут ускоряться электрическим полем вдоль силовых линий магнитного поля и вращаться вокруг них, совершая дрейфовое движение. Планарные магнетроны, применяемые в МРС, относятся к системам с замкнутым  $[EB]$  дрейфом; направление дрейфа показано на рис. 2.6в и рис. 2.25а.

Поскольку траектории электронов в предразрядный период в планарном магнетроне с неоднородными полями имеют сложный характер, расчёт характеристик возникновения разряда в таких магнетронах связан с большими трудностями, хотя и возможен при использовании современных методов моделирования разрядных процессов. Однако обычно ограничиваются качественным анализом влияния формы траекторий на

характеристики разряда, и важное значение имеют экспериментальные исследования, см., например, [112].

Вопрос о влиянии неоднородности магнитного поля на характеристики возникновения разряда также обсуждается в разделе 2.6.

### ***2.4.3 Движение частиц в магнетронах с однородным магнитным полем при наличии плазмы в межэлектродном промежутке***

Траектории движения частиц, обсуждённые в разделе 2.4.2, относятся к периоду, когда в межэлектродном промежутке ещё нет газоразрядной плазмы. Теперь рассмотрим, по каким траекториям движутся частицы при наличии в межэлектродном промежутке приэлектродных слоёв пространственного заряда и плазменной области. Будем анализировать случай плазменного магнетронного разряда типа аномального тлеющего с катодным слоем положительного пространственного заряда, который наблюдается при умеренных магнитных полях. Подобная форма разряда наиболее часто реализуется в MPC. Рассмотрение движения частиц при наличии плазмы в межэлектродном промежутке с однородным магнитным полем необходимо для лучшего понимания физики процессов в магнетронном разряде и расчёта его характеристик, хотя надо давать себе отчёт в том, что однородные поля не часто встречаются на практике.

На рис. 2.26 приведена схема межэлектродного промежутка плоского магнетрона, в котором поддерживается разряд тлеющего типа. Полагаем, что выполнено условие отсечки для электронов, а плотность газа достаточно низкая, так что средний свободный пробег электрона больше межэлектродного расстояния  $d$ . Пусть величина  $d$  не очень большая, так что положительный столб разряда отсутствует, но имеются части, присущие катодной области тлеющего разряда (катодный слой, плазма отрицательного свечения и фарадеево тёмное пространство [55-57]). Также примем, что внутри плазмы электрическое поле настолько слабое, что им можно пренебречь, а её потенциал равен анодному.

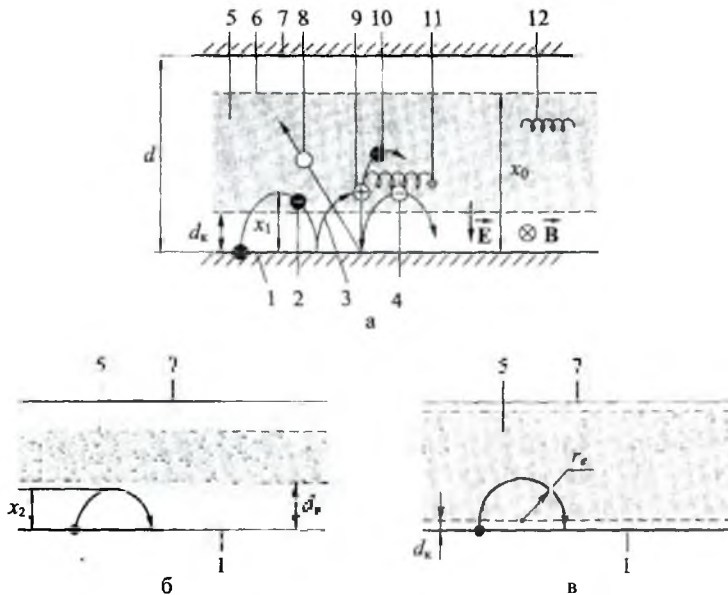


Рис. 2.26. Движение частиц в плоском магнетроне при наличии плазмы отрицательного свечения. 1 – катод, 2 – первый катодный электрон, 3 – траектория катодного электрона, 4 – второй электрон, эмитированный катодом, 5 – слой плазмы отрицательного свечения, 6 – верхняя граница плазмы, 7 – анод, 8 – распылённый атом материала катода, 9 – ион, образованный при ионизации молекулы газа, 10 – первый катодный электрон после столкновения с молекулой газа, 11 – вторичный электрон, образованный при ионизации молекулы газа, 12 – траектория плазменного электрона. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка

Плазменный слой 5, находящийся внутри промежутка, представляет собой плазму отрицательного свечения, которую пронизывают высокоэнергетичные электроны 2 (10) и 4. Эти электроны эмитированы катодом 1 в результате бомбардировки его ионами 9. Плазма 5 отделена от электродов слоями пространственного заряда. На рис. 2.26 толщина катодного слоя положительного пространственного заряда обозначена  $d_k$ .

Электрон 2 выходит из катода и попадает в катодный слой, где на него воздействуют электрическое поле пространственного заряда ионов и поперечное магнитное поле. Под действием силы Лоренца траектория электрона искривляется, но он попадает в плазменную область и движется по инерции по ларморовской окружности, поскольку электрическое поле в плазме отсутствует (на самом деле, поле есть, но оно очень слабое по сравнению с полем катодного слоя). Затем электрон входит в катодный слой со стороны анода, тормозится электрическим полем и, если не будет захвачен поверхностью катода, то снова будет ускоряться в сторону анода и двигаться по траектории 3. Эта траектория не является циклоидой, но похожа на неё.

Вполне вероятно, что катодный электрон может столкнуться с молекулой газа и ионизовать её с образованием нового электрона 11 и иона 9. При столкновении катодный электрон потеряет часть своей энергии, изменит направление движения и перейдёт на новую орбиту 10 поближе к аноду. Механизм перескока электрона с одной ларморовской орбиты на другую был рассмотрен в разделе 2.3.1. Затем он будет вращаться по ларморовской окружности с заходом или без захода в катодный слой в зависимости от величины ларморовского радиуса. Совершая столкновения с молекулами газа и переходя с одной орбиты на другую, катодный электрон может достигнуть анода.

При достаточно большом межэлектродном расстоянии катодный электрон может растратить свою энергию, приобретённую в катодном слое, т.е. термализоваться, ещё не достигнув анода. На рис. 2.26а условно показано, что катодные электроны термализуются, пройдя расстояние  $x_0$ . Линию 6, соответствующую этому расстоянию, можно считать верхней границей плазмы отрицательного свечения. Таким образом, затенённая область межэлектродного промежутка на рис. 2.26а условно показывает, в какой части межэлектродного промежутка происходит ионизация газа и находится плазма отрицательного свечения. Поскольку мы рассматриваем случай не очень большого значения  $d$ , и отсутствует положительный столб, анод от плазмы отделяет фарадеево тёмное пространство и анодный слой пространственного заряда [55-57].

Вторичный электрон 11, образованный в плазменной области при ионизации газа, не попадёт в катодный слой, а будет дрейфовать вместе с термализованными катодными электронами и другими плазменными электронами 12 в [ЕВ] направлении под действием слабого поля плазмы. Траектории этих электронов представляют собой сложные кривые, но их проекции на плоскость рис. 2.26а выглядят как трохойды, поскольку начальная энергия электронов соизмерима с максимальной энергией, получаемой от электрического поля в плазме<sup>1</sup>. Имея малую энергию (порядка нескольких электрон-вольт), эти электроны будут совершать только упругие столкновения с молекулами газа, но благодаря ним они будут диффундировать поперёк магнитного поля, и в итоге попадут на анод, генерируя ток в цепи питания магнетронного разряда.

Ион 9, на движение которого магнитное поле практически не влияет, постепенно достигнет катодной границы плазменной области, ускорится электрическим полем катодного слоя и будет бомбардировать катод, вызывая вторичную ионно-электронную эмиссию и появление нового катодного электрона 4.

Ион также распыляет поверхность катода и выбивает из него атом 8. За счёт своей кинетической энергии ( $\sim 1-10$  эВ) распылённый атом покидает поверхность мишени (катода) и летит к окружающим разряд электродам и стенкам. Во время своего движения атом может сталкиваться с молекулами газа.

Возможны различные соотношения между  $d_k$  и максимальным расстоянием  $x_1$ , на которое удаляется электрон от катода до первого столкновения с молекулой газа:

- 1)  $x_1 = x_2 < d_k$  (рис. 2.26б), это случай слаботоочного разряда с большой шириной катодного слоя. Если полагать, что на расстоянии  $x_2$  электрическое поле достаточно однородно и траектория электрона почти идеальная циклоида, то  $x_2 \approx h_{ц.е}$ ; здесь высоту циклоиды  $h_{ц.е}$  можно приблизительно определить, используя среднее значение  $\bar{E}$  в слое ( $\bar{E} = U_k / d_k$ , где  $U_k$  – падение напряжения на катодном слое,

<sup>1</sup> См. раздел 2.3.2.



примерно равное разрядному напряжению). Точное решение для  $x_2$  при использовании линейной аппроксимации распределения напряженности электрического поля в катодном слое ( $E = 2U_K(d_K - x)/d_K^2$ ) представлено в [10, р. 90], оно имеет вид

$$x_2 = \frac{4U_K^2/d_K}{2U_K^2/d_K^2 + B^2 e/m}, \quad (2.63)$$

а условие отсечки для катодного слоя выражается формулой

$$B_{кр} = \frac{1}{d_K} \sqrt{\frac{2m}{e} U_K}; \quad (2.64)$$

- 2)  $x_1 \sim d_K$  (рис. 2.26а), этот случай был рассмотрен выше; траектория электрона представляет собой искажённую циклоиду из-за движения в областях с различным электрическим полем, а  $x_1$  порядка двух ларморовских радиусов, здесь величину  $r_e$  следует брать для энергии электрона  $eU_K$ ,
- 3)  $x_1 \gg d_K$  (рис. 2.26в), это случай сильнооточного разряда с очень тонким слоем пространственного заряда ( $r_e \gg d_K$ ); траектория электрона представляет собой прямолинейный отрезок в катодном слое и половину ларморовской окружности в плазме, отсюда  $x_1 \approx r_e$ , величину  $r_e$  следует брать для энергии электрона  $eU_K$ .

Величину  $d_K$  можно определить, применяя общеизвестную формулу Чайлда-Лэнгмюра (уравнение “степени 3/2” [57]) к слою пространственного заряда в вакууме

$$d_K = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{j_i}} \sqrt{\frac{2eU_K^3}{M_i}} \quad (2.65)$$

или

$$d_K(\text{см}) = 2,34 \cdot 10^{-4} \frac{U_K^{3/4}(\text{В})}{(M_M)^{1/4} j_i^{1/2} (\text{А/см}^2)}, \quad (2.65a)$$

где  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная ( $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м),  $M_M$  – молекулярная масса иона и  $j_i$  – плотность ионного тока.



Допустимость применения формулы Чайлда-Лэнгмюра обусловлена тем, что, средняя длина свободного пробега ионов в МРС, как правило, больше  $d_k$ , а роль пространственного заряда электронов не велика из-за их малой доли в разрядном токе около катода и высокой скорости движения.

Для оценки величины отношения  $r_e/d_k$  можно использовать выражение

$$r_e/d_k = 1,45 \left( \frac{M_M}{U_k(B)} \right)^{1/4} \frac{j_i^{1/2} (A/cm^2)}{B(T)}. \quad (2.66)$$

Рассуждения о траекториях электронов и других частиц в планарных магнетронах с плоским катодным слоем в полной мере относятся и к цилиндрическим магнетронам. Приведенные математические соотношения и формулы также можно применять к цилиндрическим магнетронам, если для радиусов катода и анода выполняется условие  $|r_k - r_a| \ll r_k$  или если толщина катодного слоя намного меньше радиуса катода ( $d_k \ll r_k$ ) и порядка ларморовского радиуса ( $d_k \sim r_e$ ). В этих случаях катодный слой можно считать плоским.

Если межэлектродный промежуток в цилиндрическом магнетроне с внутренним катодом довольно большой, ( $R_a - r_k \gg r_k$ ), а ларморовский радиус больше радиуса катода и ширины катодного слоя ( $r_e \gg r_k$ ,  $r_e \gg d_k$ ), то траектория катодного электрона представляет собой практически полную ларморовскую окружность (рис. 2.27). Соответственно, максимальное удаление электрона от катода будет приблизительно равно  $2r_e$ . Если после возврата к катоду электрон не будет захвачен его поверхностью, он снова полетит по траектории в виде ларморовской окружности. Новая окружность будет смещена по азимуту относительно предыдущей в [ЕВ] направлении. Этот случай относится к стержневым МРС, размещённым в больших камерах.

Низкоэнергетичные термализованные катодные электроны и плазменные электроны в цилиндрических распылительных системах совершают замкнутое дрейфовое движение по окружности в азимутальном [ЕВ] направлении, см. рис. 2.6 (а, б).

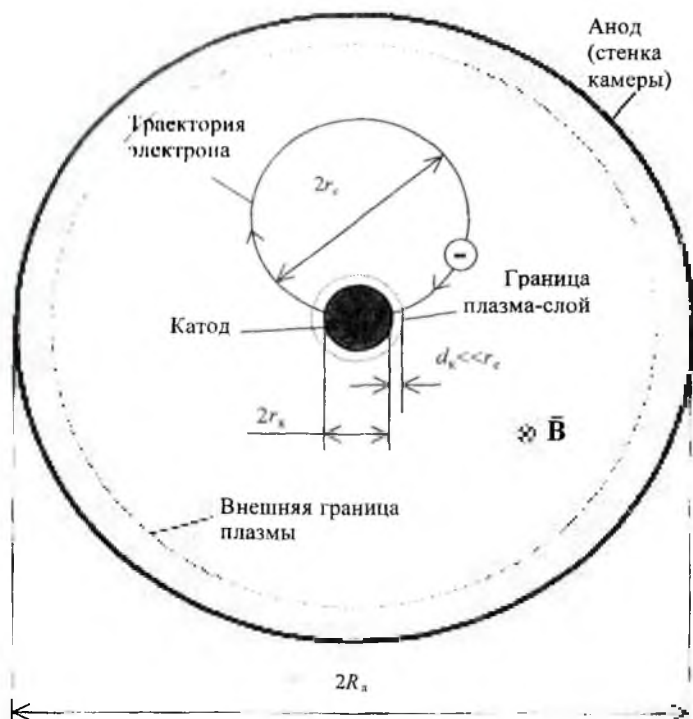


Рис. 2.27. Траектория катодного электрона в цилиндрическом магнетроне с внутренним стержневым катодом при большом межэлектродном промежутке [108]. Вектор магнитного поля направлен перпендикулярно плоскости рисунка от читателя

#### 2.4.4 Движение электронов в планарном магнетроне с неоднородным магнитным полем при наличии плазмы в межэлектродном промежутке

Конфигурация типичного планарного магнетрона с неоднородным магнитным полем показана на рис. 2.25. Когда в магнетроне поддерживается плазменный разряд, около катода образуется слой положительного пространственного заряда, на котором падает большая часть разрядного напряжения.

Соответственно, электрическое поле имеет наибольшую напряжённость именно в катодном слое. Катодная граница плазмы отрицательного свечения идёт вдоль поверхности катода. В разрядной зоне, где в основном генерируются ионы, и плазма имеет максимальную концентрацию, толщина катодного слоя – минимальна, а граница плазмы – практически параллельна катодной поверхности.

За пределами катодного слоя, в плазме отрицательного свечения и далее, электрическое поле очень слабое. Оно практически не влияет на движение высокоэнергетичных катодных электронов и обеспечивает только сбор анодом низкоэнергетичных плазменных электронов для замыкания электрической цепи. При этом форма анода не существенна для поддержания разряда, хотя в длинномерных магнетронах применяют анод однородной формы, симметрично охватывающий планарный магнетрон, для получения однородного распределения концентрации заряженных частиц в магнетронном разряде вдоль длинной мишени [111].

В присутствии катодного слоя и плазмы анализ формы траекторий катодных электронов упрощается, так как можно разделить движение электронов на две части – разгон электронов в электрическом поле катодного слоя и движение электронов по инерции в плазме отрицательного свечения в неоднородном магнитном поле. Если катодный слой тонкий ( $r_e \gg d_k$ ), можно не принимать во внимание магнитное поле на стадии разгона электронов.

Рассмотрим траектории электронов в планарной магнетронной системе, где анодом служит плоская поверхность, расположенная над катодом-мишенью (рис. 2.28). Анодом может быть плоский подложкодержатель. Полагаем, что выполнено условие отсечки для катодных электронов в разрядной области, а плотность газа настолько низкая, что средняя длина свободного пробега электронов намного больше межэлектродного расстояния.

Возьмём для примера две возможные конфигурации силовых линий магнитного поля: конфигурацию локализованного поля (рис. 2.28а) и конфигурацию с очень рассеянным полем

(рис. 2.28б). В первом случае имеем сбалансированное поле – все силовые линии поля, выходящие из внешнего полюса (N), входят в центральный полюс (S), образуя туннельный свод около поверхности мишени. Во втором случае магнитное поле имеет большую вертикальную составляющую, доходящую до анода (подложки) как по оси системы, так на периферии. Последнюю конфигурацию поля можно получить, располагая за подложкой магнитный шунт или магнит с полюсами, противоположными полюсам нижней магнитной системы. Здесь отметим, что магнитное поле с большой вертикальной составляющей характерно для МРС с “несбалансированной” магнитной системой<sup>1</sup>, у которой магнитный поток внутреннего полюса над мишенью не равен потоку внешнего.

Траектории электронов имеют различный вид в зависимости от конфигурации магнитного поля и того, из какого места катодной поверхности вышли электроны, и к каким группам они относятся – группе высокоскоростных катодных электронов или группе плазменных электронов, образованных вследствие ионизации газа и термализации катодных электронов.

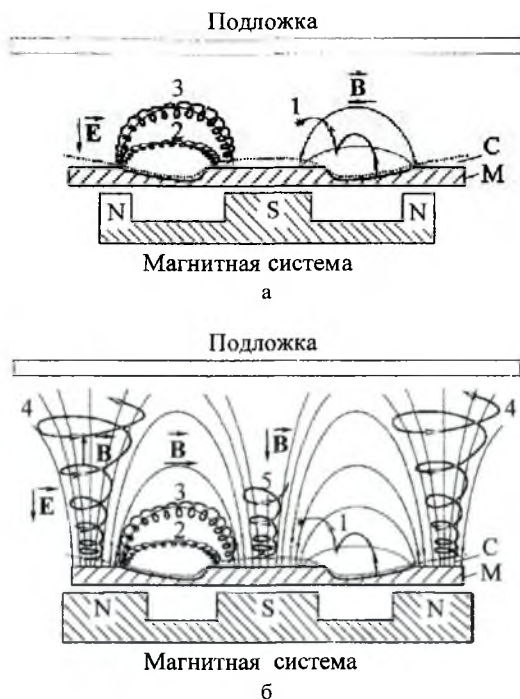
Электрон, выходящий из катода в разрядной зоне между полюсами магнитной системы (в зоне эрозии мишени), ускоряется электрическим полем в катодном слое по нормали к поверхности катода и попадает в область плазмы, где силовые линии магнитного поля идут параллельно поверхности катода. Здесь он движется по инерции, совершая замкнутый азимутальный дрейф в  $[\mathbf{E}\mathbf{B}]$  направлении, как на рис. 2.6в. Траектория этого электрона имеет номер 1 на рис. 2.28 и представляет собой прямолинейный отрезок в слое (если слой тонкий) и часть ларморовской окружности в плазме<sup>2</sup>.

Азимутальный дрейф электрона на траектории 1 вызывается не только ортогональностью электрического и магнитного полей, но и градиентом магнитного поля, в частности, поперечным градиентом, направленным по нормали к катоду. Направление градиентного дрейфа определяется векторным произведением  $[\mathbf{B}\text{grad}\mathbf{B}]$ , см. формулу (2.48), и совпадает с направлением  $[\mathbf{E}\mathbf{B}]$

<sup>1</sup> См. раздел 3.2.

<sup>2</sup> Такого рода траектории рассмотрены в разделе 2.4.3 и показаны на рис. 2.26.

дрейфа<sup>1</sup>. После столкновения с газовой молекулой в точке, обозначенной звёздочкой (\*) на рис. 2.28, электрон переходит на более высокую траекторию<sup>2</sup>.



**Рис. 2.28.** Траектории электронов в планарном магнетроне с неоднородным магнитным полем. 1 – траектория катодного электрона в разрядной зоне (электрон эмитирован катодом в области скрещенных полей, где магнитное поле параллельно поверхности катода), 2, 3 – траектории катодных электронов в разрядной зоне (электроны эмитированы катодом в местах, где линии магнитного поля пересекают его поверхность), 4, 5 – траектории электронов, ускоряемых электрическим полем вдоль силовых линий магнитного поля; М – мишень (катод), С – катодный слой положительного пространственного заряда. Значок (\*) показывает место возможного ионизирующего столкновения электрона с молекулой газа

<sup>1</sup> См. раздел 2.3.4 и рис. 2.19.

<sup>2</sup> См. раздел 2.4.3 и рис. 2.26, где такая траектория имеет номер 10.

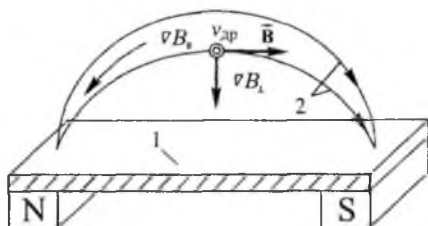
Электроны, выходящие из центральной и периферийной (боковой) частей мишени (катода), движутся над катодным слоем по спиральям: параллельно силовым линиям магнитного поля за счёт продольной скорости и одновременно вращаются вокруг них за счёт поперечной скорости. Продольную и поперечную скорости катодные электроны получают благодаря ускорению в электрическом поле катодного слоя. При этом поперечную скорость электроны приобретают из-за того, что силовые линии электрического поля в слое не строго параллельны силовым линиям магнитного поля. Действительно, плазменная граница катодного слоя в этих частях имеет выпуклую форму вследствие снижения плотности ионного тока, и электроны внутри катодного слоя ускоряются под углом к силовым линиям магнитного поля. Определённой добавкой к продольной и поперечной скоростям катодных электронов являются соответствующие компоненты их начальной скорости. Для этих электронов характерны два вида спиральных траекторий: типа 2, 3 и типа 4, 5.

Спиральные траектории типа 2 и 3 наблюдаются в области тех магнитных силовых линий, которые дважды пересекают поверхность катода (на рис. 2.28 – между полюсами магнитной системы). У этих траекторий продольная ось спиралей имеет вид дуги, опирающейся обоими концами на катод. При этом электроны, получив в катодном слое импульс вдоль силовой линии магнитного поля, движутся по дуге обратно к катодному слою, но на другом полюсе магнитной системы. Затем электроны движутся в обратном направлении, если электроны не будут захвачены катодной поверхностью. В результате, эти электроны осциллируют вдоль магнитных силовых линий над катодом. При столкновении с газовыми молекулами они переходят на более высокие траектории, постепенно приближаясь к аноду. Осциллируя вдоль магнитного поля, электроны подвержены электрическому дрейфу в **[ЕВ]** направлении и всем эффектам, вызванным наличием градиентов у магнитного поля, включая градиентный и центробежный дрейф.

Для объяснения осциллирующего и дрейфового движения электронов обратимся к рис. 2.29 и рис. 2.30, где представлены фрагменты мишени-катода планарного магнетрона



(прямоугольной конфигурации для упрощения рисунков) и пример траектории электрона типа 2 или 3.



**Рис. 2.29.** Конфигурация силовых линий магнитного поля над полюсами магнитной системы в области траекторий 2 и 3 для катодных электронов (рис. 2.28). 1 – мишень-катод, 2 – магнитные силовые линии.  $\nabla B_{\parallel} = \text{grad} B_{\parallel}$  и  $\nabla B_{\perp} = \text{grad} B_{\perp}$ . Вектор скорости азимутального дрейфа  $\mathbf{v}_{\text{др}}$  направлен перпендикулярно плоскости рисунка к читателю

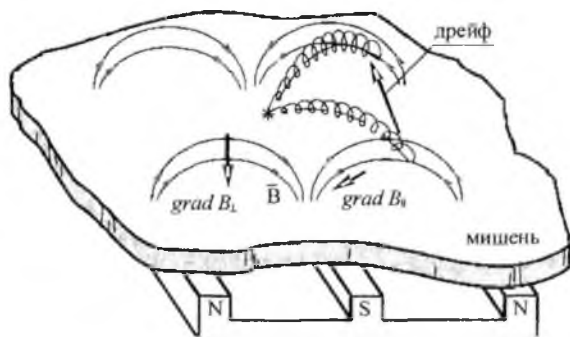
Рисунки показывают, что магнитное поле в планарном магнетроне характеризуется продольным ( $\text{grad} B_{\parallel}$ ) и поперечным ( $\text{grad} B_{\perp}$ ) градиентами, а также сильно выраженной кривизной силовых линий. Чтобы упростить анализ влияния неоднородности магнитного поля на движение катодного электрона, предположим, что добавка скорости, которую электрон получает от электрического поля в плазме, намного меньше его скорости, приобретённой в катодном слое, и он движется в плазме по инерции.

Как уже говорилось, электрон, попадающий в плазму из катодного слоя, имеет продольную и поперечную составляющие скорости относительно силовых линий магнитного поля. Под действием продольной составляющей он движется вдоль силовой линии, под действием поперечной составляющей он вращается вокруг линии. При движении вдоль силовой линии он попадает в область более сильного поля и вследствие закона сохранения своего магнитного момента может отразиться от этой области<sup>1</sup>. На рис. 2.30 точка отражения обозначена звёздочкой (\*). Если

<sup>1</sup> См. раздел 2.3.4 и рис. 2.18.



электрон не отразится под действием продольного градиента поля, то он достигнет катодной границы плазмы и отразится электрическим полем катодного слоя. Продольная скорость электрона поменяет знак, и он будет двигаться в обратном



**Рис. 2.30.** Траектория электрона, осциллирующего вдоль магнитной силовой линии в планарном магнетроне. Значок (\*) показывает точку отражения электрона от области сильного магнитного поля

направлении по дуге вдоль силовой линии магнитного поля, пока снова не поменяет направление продольного движения. Таким образом, электрон будет одновременно вращаться и осциллировать под “туннельным” сводом силовых линий магнитного поля.

Катодные электроны на траекториях типа 2 и 3 также подвержены замкнутому азимутальному дрейфу, вызванному поперечным градиентом магнитного поля и центробежным эффектом из-за кривизны его силовых линий<sup>1</sup>. Направление скоростей градиентного и центробежного дрейфа  $v_{др}$  (рис. 2.30) определяется векторным произведением  $[\mathbf{B} \text{grad} \mathbf{B}]$ , см. формулу (2.55), и совпадает с направлением  $[\mathbf{E} \mathbf{B}]$  дрейфа катодных электронов в разрядной зоне<sup>1</sup>.

Траектории типа 4 и 5 (рис. 2.286) наблюдаются в магнетронах, у которых магнитное поле имеет большую вертикальную составляющую. У траекторий типа 4 и 5

<sup>1</sup> См. раздел 2.3.4.

продольная ось спиралей направлена вдоль силовых линий магнитного поля от катода к аноду или подложке, которые располагаются напротив катода-мишени. Шаг спиралей увеличивается по мере удаления от катода из-за некоторого увеличения продольной скорости электронов в слабом продольном электрическом поле плазмы и эффекта, обусловленного продольным градиентом магнитного поля<sup>1</sup>. Диаметр спиралей увеличивается из-за ослабления магнитного поля по мере удаления от катода. Электроны, двигающиеся по траекториям 4 на периферии магнетронной системы, также подвержены замкнутому азимутальному дрейфу из-за поперечного градиента магнитного поля и кривизны его силовых линий. Электроны, выходящие из центральной части катода и двигающиеся по траекториям 5, не подвергаются азимутальному дрейфу благодаря осевой симметрии магнитного поля. Электроны, двигающиеся по траекториям типа 4 или 5, передают подложке и осаждающейся на ней плёнке электрический заряд и большую кинетическую энергию (достигающую величины  $eU_K$ ), что может привести к негативным последствиям.

Траектории низкоэнергетичных электронов (термализованных катодных электронов и образованных в результате ионизации газа) имеют разный и весьма сложный вид в зависимости от места рождения электронов и их начальной скорости. Эти электроны могут осциллировать вдоль силовых линий магнитного поля, они подвержены электрическому дрейфу в **[ЕВ]** направлении и всем видам градиентных дрейфов. Они постепенно перемещаются к аноду под действием электрического поля в плазме вдоль магнитных силовых линий, а также поперёк них благодаря столкновениям с молекулами газа.

Для иллюстрации поведения низкоэнергетичных электронов снова обратимся к рис. 2.30, где показаны фрагмент катода-мишени планарного магнетрона и пример траектории, которую можно отнести и к низкоэнергетичному электрону, образованному в области пространства под сводом силовых линий туннелеобразного магнитного поля.

<sup>1</sup> См. раздел 2.3.4 и рис. 2.18.

При движении вдоль магнитной силовой линии плазменный электрон попадает в область более сильного поля и вследствие закона сохранения своего магнитного момента может отразиться от этой области<sup>1</sup>. На рис. 2.30 точка отражения обозначена звёздочкой (\*). Если плазменный электрон не отразится под действием продольного градиента поля, то он достигнет катодной границы плазмы и отразится электрическим полем катодного слоя. В любом случае продольная скорость электрона поменяет знак, и он будет двигаться в обратном направлении по дуге вдоль силовой линии магнитного поля, пока снова не поменяет направление продольного движения. Таким образом, плазменный электрон, как и катодный, будет одновременно вращаться и осциллировать под “туннельным” сводом силовых линий магнитного поля. При этом радиус вращения плазменного электрона будет намного меньше радиуса вращения катодного электрона из-за малой скорости первого.

Поперечный градиент магнитного поля и кривизна его силовых линий приводят к градиентному и центробежному дрейфу плазменных электронов, направление которого показано на рис. 2.29 и рис. 2.30. В итоге, плазменные электроны будут не только осциллировать вдоль силовых линий и вращаться вокруг них, но и дрейфовать поперёк них. Как и в случае катодных электронов на траекториях 2 и 3, направление дрейфа плазменных электронов определяется векторным произведением  $[\mathbf{B} \text{grad} \mathbf{B}]$ , см. формулу (2.55). Такое же направление имеет дрейф  $[\mathbf{E} \mathbf{v}]$  под действием слабого электрического поля плазмы.

Плазменные электроны, образованные в центральной и периферийной областях с большой вертикальной составляющей магнитного поля (рис. 2.28б), где силовые линии этого поле параллельны линиям электрического поля, идут на анод по траекториям, похожим на траектории 4 и 5 для катодных электронов. Отличие заключается в меньшем ларморовском радиусе для плазменных электронов из-за их малой скорости.

<sup>1</sup> См. раздел 2.3.4 и рис. 2.18.

### **2.4.5 Эффект магнитной ловушки и локализация разряда в планарном магнетроне с неоднородным магнитным полем**

При анализе траекторий электронов в планарном магнетроне с неоднородным магнитным полем неоднократно упоминался эффект магнитной ловушки для высокоэнергетичных катодных и низкоэнергетичных плазменных электронов. Магнитная ловушка создается между полюсами магнитной системы над поверхностью катода в тороидальной области под сводом силовых линий туннелеобразного магнитного поля.

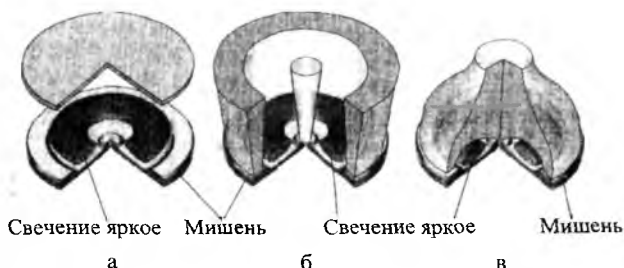
В средней части “туннеля” силовые линии магнитной ловушки параллельны поверхности катода-мишени. Эффект параллельных линий проявляется в отношении электронов, сфокусированных катодом под средней частью магнитного “туннеля” идвигающихся по траекториям типа 1, похожих на циклоиду (рис. 2.28).

По бокам “туннеля” силовые линии опускаются к катоду и пересекают его поверхность (см. рис. 2.26, рис. 2.25, рис. 2.28-рис. 2.30). Дугообразные линии оказывают эффект на периферийные катодные электроны, осциллирующие по спиральным траекториям типа 2 и 3 (рис. 2.28).

Магнитная ловушка чрезвычайно важна для возникновения и поддержания магнетронного разряда при низких давлениях, когда межэлектродное расстояние меньше средней длины свободного пробега электронов для ионизации. Ловушка препятствует уходу электронов на анод и другие части системы с положительным потенциалом и задерживает их около катода-мишени. Электроны могут перемещаться в ловушке в сторону анода только благодаря столкновениям с молекулами газа. При достаточном запасе энергии, а таковой имеется у катодных электронов, каждый из них генерирует несколько новых электрон-ионных пар, что обеспечивает поддержание сильного разряда даже при низком давлении газа. В тех же условиях тлеющий разряд без магнитного поля с прямым пролётом катодных электронов к аноду, не может существовать.

Эффект ловушки приводит к повышению концентрации электронов и локализации ионизации (и возбуждения) газа в вышеуказанной тороидальной области. Это в свою очередь приводит к повышению плотности ионного тока на катоде непосредственно под областью ионизации и увеличению плотности тока вторичной ионно-электронной эмиссии из этого же места. Последнее вызывает ещё большую локализацию зоны ионизации газа, так как вторичные катодные электроны тоже попадают в магнитную ловушку. Ограничение области ионизации и возбуждения газа приводит к локализации зоны магнетронного разряда, который в условиях замкнутого азимутального дрейфа для электронов, приобретает форму замкнутого тороида.

На рис. 2.31 представлены типичные картины свечения газа в магнетронном разряде с плоским катодом-мишенью для трёх конфигураций магнитного поля.



**Рис. 2.31.** Картины свечения магнетронного разряда с круглой мишенью при различных конфигурациях магнитного поля. На левом рисунке над мишенью расположена дисковая подложка

Левая картина на рис. 2.31а относится к случаю сбалансированной магнитной системы (рис. 2.28а), средняя – к случаю, когда магнитное поле имеет большую вертикальную составляющую на оси и периферии (рис. 2.28б), а правая (рис. 2.31в) – наблюдается в случае несбалансированной системы<sup>1</sup>, когда магнитный поток, выходящий из внутреннего

<sup>1</sup> См. рис. 3.4б и раздел 3.2.

полюса, намного меньше потока внешнего полюса. При этом происходит сжатие (фокусировка) диффузной плазмы разряда.

На всех картинах область интенсивного возбуждения молекул газа и их ионизации имеет вид ярко светящегося тороида; под ним видна зона эрозии мишени. Свечение тороида визуализирует область пространства, где проявляется эффект магнитной ловушки для электронов и локализована плазма отрицательного свечения магнетронного разряда.

Между мишенью (катодом) и плазменным тороидом находится катодный слой положительного пространственного заряда (или как его часто называют тёмное катодное пространство [55-57]). Этот слой не светится из-за того, что электроны получают в нём слишком большую энергию, при которой мало общее сечение возбуждения газа электронным ударом<sup>1</sup>. Остальное пространство вокруг плазмы отрицательного свечения представляет собой части тлеющего разряда, находящиеся в слабом магнитном поле: фарадеево тёмное пространство, положительный столб (при большом расстоянии до анода) и прианодный слой [55-57]. Свечение газа в этих частях пространства очень слабое, так как средняя энергия электронов в них не достаточна для интенсивного возбуждения молекул газа.

В области тороида электроны двигаются по траекториям типа 1, 2 и 3 (рис. 2.28). Свечение тороида достаточно однородное в азимутальном направлении благодаря замкнутому азимутальному дрейфу электронов, который имеет различную природу – это электрический [ЕВ] дрейф, градиентный и центробежный дрейфы<sup>2</sup>. Дрейфуют в магнетронном разряде электроны; ионы не подвержены дрейфу из-за своей индифферентности к магнитному полю, но они удерживаются в области магнитной ловушки зарядом электронов. Концентрация ионов в плазме отрицательного свечения примерно равна концентрации электронов.

На рис. 2.31 тороид плазмы отрицательного свечения имеет круговую симметрию вследствие круговой симметрии магнитной системы. В случае прямоугольной магнитной системы

<sup>1</sup> См. рис. 2.36.

<sup>2</sup> См. раздел 2.4.4.

плазменный тороид имеет форму вытянутого по одной из осей овала, а зона эрозии напоминает беговую дорожку вокруг футбольного поля на стадионе (см. рис. 2.25а). Поэтому в англоязычной литературе зону эрозии мишени магнетронного разряда с замкнутым дрейфом электронов называют *racetrack* – беговой дорожкой или скаковым кругом.

Картины на рис. 2.31(б, в) также имеют неярко светящиеся области, уходящие вверх от катода-мишени вдоль оси и на периферии системы. Можно назвать две причины их появления.

А. диффузия плазмы из тороидальной области её генерации вдоль вертикальных магнитных силовых линий.

Б. Возбуждение газа катодными электронами, эмитированных на краях разрядной зоны. Эти электроны ускоряются в катодном слое и двигаются вдоль вертикальных магнитных силовых линий (см. траектории 4 и 5 на рис. 2.28б), образуя прямонаправленный пучок с энергией  $eU_k$ . Такой пучок часто наблюдают в аномальном тлеющем разряде низкого давления без магнитного поля, и его иногда называют катодным лучом. Если нет ограничивающих поверхностей, то высота светящихся областей составляет 10-20 см, что порядка величины средней длины свободного пробега катодных электронов для возбуждения молекул газа. Таким образом, светящиеся области, уходящие вверх от катода-мишени, можно рассматривать как плазму отрицательного свечения, присущую тлеющему разряду в продольном магнитном поле, но с “подпиткой” частицами из плазменного тороида. Интенсивность свечения в этих областях намного меньше интенсивности свечения тороида вследствие малой плотности тока вторичной эмиссии электронов на краях разрядной зоны и малой вероятности возбуждающих столкновений с молекулами газа при низком давлении.

Таким образом, магнитная ловушка создается в МРС за счёт следующих эффектов:

- ограничения движения электронов поперёк силовых линий магнитного поля,
- сгущения силовых линий магнитного поля у полюсов магнитной системы и отражения электронов от области сильного поля,



- отражения электронов, осциллирующих вдоль дугообразных магнитных силовых линий, электрическим полем катодного слоя положительного пространственного заряда.

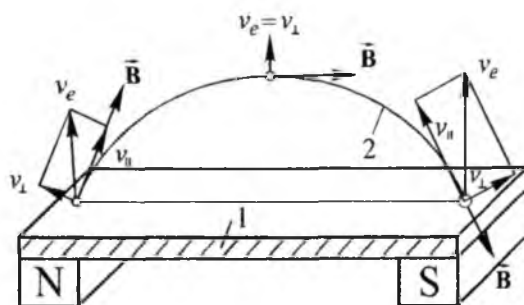
К сказанному следует добавить:

- фокусирующее действие туннельобразного магнитного поля,
- фокусирующее действие вогнутой плазменной поверхности на границе с катодным слоем.

Первые три эффекта были рассмотрены достаточно детально, остановимся на двух последних.

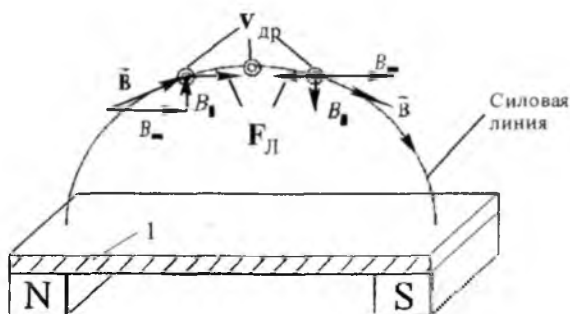
Известно, что любое неоднородное магнитное поле обладает фокусирующим действием на заряженные частицы. Это относится и к туннельобразному полю планарного магнетрона, силовые линии которого имеют форму дуги.

Рассмотрим фокусирующее действие туннельобразного магнитного поля на катодные электроны, эмитированные на краях разрядной зоны (зоны эрозии мишени). Возьмём для примера одну силовую линию, дважды пересекающую поверхность катода на краях разрядной зоны над полюсами магнитной системы. Эта линия показана на рис. 2.32, который изображает левую часть магнитной системы, представленную на рис. 2.28.



**Рис. 2.32.** Фокусирующее действие туннельобразного магнитного поля на электроны, эмитированные на краях разрядной зоны. 1 – катод-мишень, 2 – силовая линия магнитного поля

Пусть начальная скорость электронов  $v_e$  направлена по нормали к катоду (эту скорость электроны получают за счёт ускорения в катодном слое). Разложим скорость  $v_e$  на поперечную составляющую  $v_{\perp}$ , перпендикулярную силовой линии магнитного поля, и продольную составляющую  $v_{\parallel}$ , параллельную силовой линии. Поперечная составляющая скорости приводит к вращению электронов вокруг силовой линии. Продольная составляющая будет смещать электроны справа и слева к вершине силовой линии внутри тороидальной разрядной области, где их концентрация будет нарастать. Это есть одно из проявлений эффекта фокусировки туннелеобразного магнитного поля.



**Рис. 2.33.** Фокусирующее действие туннелеобразного магнитного поля на электроны, совершающие азимутальный дрейф. 1 – катод-мишень. Вектор скорости азимутального дрейфа  $v_{др}$  направлен перпендикулярно плоскости рисунка к читателю.  $B_1$  и  $B_2$  – вертикальная и горизонтальная составляющие магнитного поля, соответственно

Его фокусирующее действие также является результатом взаимодействия вектора скорости азимутального дрейфа  $v_{др}$  с вертикальной составляющей магнитного поля  $B_1$  (рис. 2.33). Сила Лоренца  $F_L$ , возникающая при этом взаимодействии, направлена к вершине силовой линии. Поскольку многие

электроны подвержены азимутальному дрейфу, все они концентрируются или фокусируются посередине между полюсами магнитной системы – в области тороида магнетронного разряда.

Повышенная плотность ионного тока на катоде под тороидом магнетронного разряда приводит к уменьшению толщины катодного слоя положительного пространственного заряда в этой же области по сравнению с толщиной катодного слоя на краях разрядной зоны (зоны эрозии). В результате этого катодная граница плазмы отрицательного свечения становится вогнутой, как это показано на рис. 2.34.

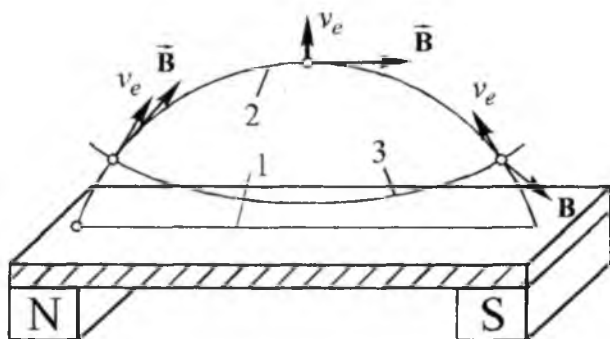


Рис. 2.34. Фокусирующее действие вогнутой границы плазмы отрицательного свечения. 1 – поверхность катода-мишени, 2 – силовая линия магнитного поля, 3 – катодная граница плазмы отрицательного свечения (граница катодного слоя положительного пространственного заряда)

Вогнутая граница плазмы приводит к наклону силовых линий электрического поля катодного слоя в сторону вершины силовой линии магнитного поля и ускорению катодных электронов в ту же сторону. Результатом этого является повышение концентрации электронов, эмитированных на краях разрядной зоны, около вершины силовой линии магнитного поля, т.е. в области тороида магнетронного разряда.

Такой же эффект имеет место вследствие эрозии (распыления) поверхности катода-мишени под действием ионной бомбардировки. Действительно, повышенная плотность ионного тока в средней части между полюсами магнитной системы приводит к формированию на поверхности углубления V- или U-образной формы (рис. 2.25, рис. 2.28). Плазменная граница, повторяя профиль поверхности, также становится вогнутой (рис. 2.28) с последующим эффектом фокусировки электронов посередине между полюсами магнитной системы, т.е. в области тороида магнетронного разряда.

Поскольку распыление поверхности катода-мишени происходит постепенно, этот вид фокусировки приводит к изменению распределения ионного тока на поверхности катода и характеристик магнетрона в процессе его эксплуатации.

## 2.5 Столкновения заряженных частиц с молекулами газа. Ионизация газа и распылённых частиц

Основными элементарными процессами в магнетронном разряде, как и других газовых разрядах, являются столкновения заряженных частиц с молекулами газа и поверхностями электродов. Это положение чётко отражает уравнение самоподдержания разряда (1.3), где коэффициент генерации ионов  $M$  непосредственно зависит от интенсивности ионизирующих столкновений, а коэффициент вторичной эмиссии  $\gamma$  — от столкновений с поверхностью катода. Вопрос о роли столкновений заряженных частиц с молекулами газа в развитии разрядов хорошо освещён в литературе, см. например, [55-57]. Здесь будут изложены только основные сведения по этой теме.

Столкновения частиц в газе могут носить упругий и неупругий характер. В первом случае внутренние энергии и состояния сталкивающихся частиц не изменяются, но меняются направления их движения и скорости, происходит обмен импульсом и кинетической энергией. При неупругом ударе меняются внутренняя энергия и состояние либо одной, либо обеих сталкивающихся частиц. Примерами неупругих процессов

являются ионизация и возбуждение молекул газа при столкновении с электроном. В магнетронном разряде как упругие, так и неупругие столкновения, позволяют электронам перемещаться поперёк силовых линий магнитного поля.

Столкновения характеризуют различными параметрами, из которых отметим следующие: средняя длина свободного пробега ( $\lambda$ ) и среднее время ( $\tau$ ) между столкновениями, средняя частота ( $\tau^{-1}$ ) и поперечное сечение или просто сечение ( $\sigma$ ) столкновений. Для быстрых электронов и ионов,двигающихся в газе со скоростью  $v$  намного большей тепловой скорости газовых молекул, можно использовать следующие выражения

$$\lambda = v\tau = 1/n\sigma, \quad (2.67)$$

$$\tau(v) = 1/nv\sigma(v), \quad (2.68)$$

$$n = p/kT, \quad (2.69)$$

где  $n$  — плотность газа,  $p$  — давление газа,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура газа (К). Для определения  $n$  можно использовать выражение

$$n(\text{см}^{-3}) = 3,54 \cdot 10^{16} \frac{p_0(\text{Па})}{133,3} = 3,54 \cdot 10^{16} p_0(\text{Torr}), \quad (2.70)$$

где  $p_0$  — давление газа, приведенное к температуре  $0^\circ\text{C}$ :

$$p_0 = p \frac{273}{T}. \quad (2.71)$$

Если частица совершает несколько видов столкновений, то для определения средней длины свободного пробега между любыми видами столкновений  $\lambda_\Sigma$  следует просуммировать частоты или эффективные сечения столкновений:

$$\lambda_\Sigma = v\tau_\Sigma = 1/n\sigma_\Sigma, \quad \tau_\Sigma = \left( \sum_k \tau_k^{-1} \right)^{-1}, \quad \sigma_\Sigma = \sum_k \sigma_k, \quad (2.72)$$

где индекс  $k$  обозначает вид столкновения. Величину сечений столкновений  $\sigma_k$  определяют в эксперименте.

На рис. 2.35 приведены экспериментальные значения сечений столкновений ионов аргона в собственном газе при энергиях ионов, характерных для катодного слоя пространственного заряда.

Здесь неупругим процессом является резонансная перезарядка, при которой электрон переходит от атома газа к иону без передачи кинетической энергии от иона к атому.

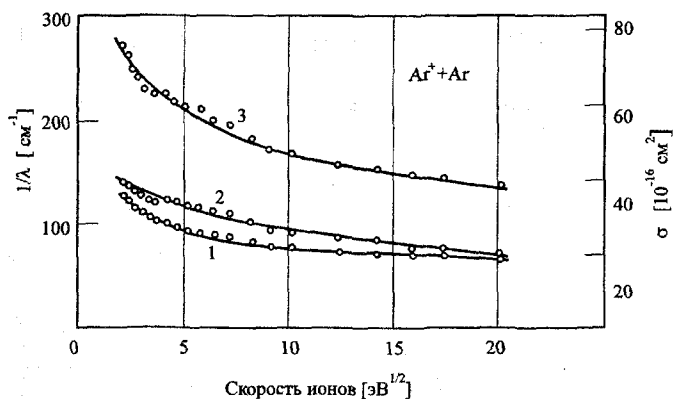
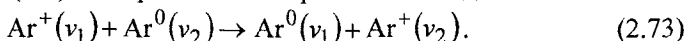


Рис. 2.35. Экспериментальные значения сечений столкновений ионов  $\text{Ar}^+$  с атомами аргона (адаптировано из [113]). 1 – упругое рассеивание, 2 – резонансная перезарядка, 3 – общее сечение. Величина  $\lambda$  приведена к давлению 133,3 Па (1 Торр) и температуре газа  $0^\circ\text{C}$

Реакцию резонансной перезарядки для ионов аргона описывает уравнение (1.4), которое можно переписать в виде



После перезарядки бывший ион продолжает своё движение по инерции в виде нейтрального атома, а бывший атом (теперь ион) начинает ускоряться в электрическом поле. Такой процесс перезарядки называют эстафетным. Отметим, что резонансная перезарядка является условно неупругим процессом, так при нём не меняется общая величина внутренней энергии частиц. Угловое рассеивание ионов с энергиями в сотни электрон-вольт при столкновениях не значительно.

Перезарядка ионов в катодном слое приводит к тому, что катод-мишень магнетрона бомбардируется как ионами, так и быстрыми атомами аргона. Однако в сильноточном разряде при низких давлениях и тонком катодном слое величина  $\lambda$  для перезарядки ионов  $\text{Ar}^+$  значительно превышает толщину

катодного слоя  $d_k$ , см. формулу (2.65), поэтому бомбардировку мишени атомами  $Ag^0$  можно не принимать во внимание. В случае диодных распылительных систем  $d_k > \lambda$ , и вклад атомов перезарядки в процесс распыления довольно значительный (см. раздел 1.2 и [61-63]).

Как уже говорилось в разделе 1.1, при ионной бомбардировке мишени имеет место обратное рассеивание (отражение) части ионов в виде нейтральных атомов. Эти атомы летят в сторону подложки, совершая упругие столкновения с молекулами газа. В частности, при бомбардировке ионами  $Ag^+$  отражаются атомы  $Ag^0$  с энергией в десятки электронвольт. Для оценки их средней длины свободного пробега можно использовать значения сечения упругого рассеивания, приведённые на рис. 2.35.

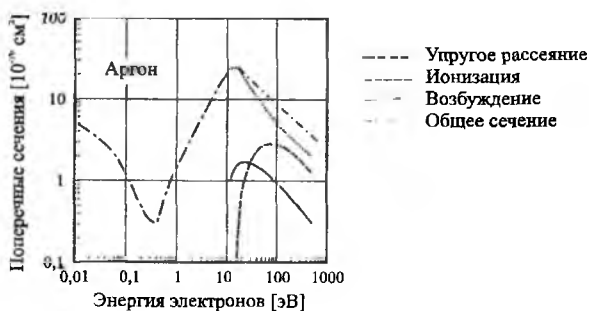
На рис. 2.36 представлены экспериментальные значения сечений столкновений электронов с атомами аргона. Из рисунка видно, что при энергии электронов в несколько сотен электронвольт сечение ионизации аргона составляет примерно  $2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. При давлении 0,67 Па ( $\approx 5 \cdot 10^{-3}$  Торр), типичном для МРС, средняя длина свободного пробега электронов для ионизации аргона в соответствии с (2.67) составляет 28,6 см, что намного больше размеров разрядной области. Из последнего следует, что без поперечного магнитного поля разряд в распылительной системе при указанном давлении не может существовать.

В МРС кроме ионизации газа происходит ионизация распылённых частиц мишени. Основными механизмами ионизации распылённых атомов металлов являются прямая одноступенчатая ионизация электронным ударом и ионизация Пеннинга.

Первый вид ионизации определяется сечением, приведенным на рис. 2.36. Второй вид ионизации происходит при столкновении атомов металла с атомами аргона, находящимися в метастабильном возбуждённом состоянии. Этот вид ионизации возможен благодаря тому, что энергия возбуждения аргона в метастабильных состояниях (11,5 и 11,7 эВ) превышает потенциал ионизации атомов металлов (6,82 эВ для титана).



В табл. 2.1 представлены элементарные процессы (реакции), влияющие на эффективность ионизации атомов металлов на примере титана.



**Рис. 2.36.** Экспериментальные значения сечений столкновений электронов с атомами аргона [105]. Представлены значения общего сечения возбуждения, равного сумме сечений возбуждения отдельных состояний

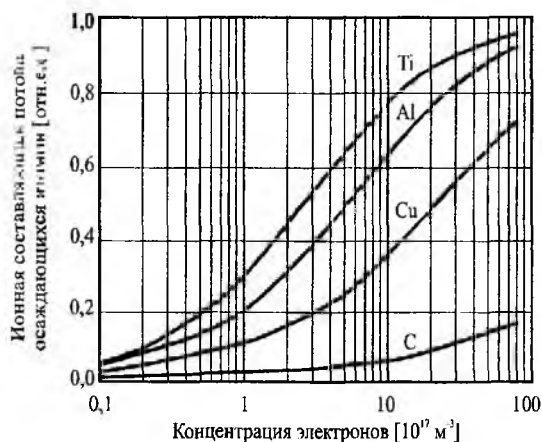
**Табл. 2.1.** Реакции с участием электронов, распылённых атомов Ti и газа

Название процесса (реакции)	Схема
Ионизация электронным ударом	$Ti + e^- \rightarrow Ti^+ + 2e^-$
Ионизация Пеннинга	$Ti + Ar^* \rightarrow Ti^+ + e^- + Ar$
Рекомбинация ионов $Ti^+$	$Ti^+ + e^- \rightarrow Ti + \epsilon$
Возбуждение атомов Ar до метастабильного состояния электронным ударом	$Ar + e^- \rightarrow Ar^* + e^-$
Гашение метастабильного состояния атомов $Ar^*$ электронным ударом	$Ar^* + e^- \rightarrow Ar + h\nu + e^-$

Интенсивность ионизации распыленных частиц по первому механизму зависит от времени пролёта частиц через разрядную плазму и средней энергии электронов в плазме [114]. Интенсивность пеннинговской ионизации зависит более

сложным образом от различных факторов и процессов; в определённых условиях она может превышать интенсивность прямой ионизации электронным ударом [115]. В итоге, оба вида ионизационных процессов приводят к тому, что доля ионизованных в плазме магнетронного разряда атомов распылённого металла может превышать 10 %.

Для дальнейшего повышения уровня ионизации распылённых атомов увеличивают объём пространства, в котором возможна ионизация или применяют вспомогательные ионизирующие устройства в промежутке между мишенью и подложкой, или существенно повышают плотность разрядного тока, переходя к сверхплотному импульсному магнетронному



**Рис. 2.37.** Зависимость уровня ионизации распылённых атомов разных химических

разряду (см. раздел 3). Для иллюстрации того, какой уровень ионизации распылённых атомов может быть достигнут, приведен рис. 2.37 [22], который показывает, что степень ионизации распылённых атомов может достигать 90 %.

Ионизация распылённых частиц в разряде с легкораспыляющейся мишенью позволяет реализовать самораспыляющийся разряд (self-sputtering discharge) [116-120]. Такой разряд начинают в среде аргона, затем по мере нарастания концентрации распылённых частиц за счёт бомбардировки мишени ионами её же материала подачу аргона прекращают, разряд поддерживается в среде самораспыляющегося материала мишени.

## 2.6 Влияние конфигурации неоднородного магнитного поля на характеристики планарных магнетронов

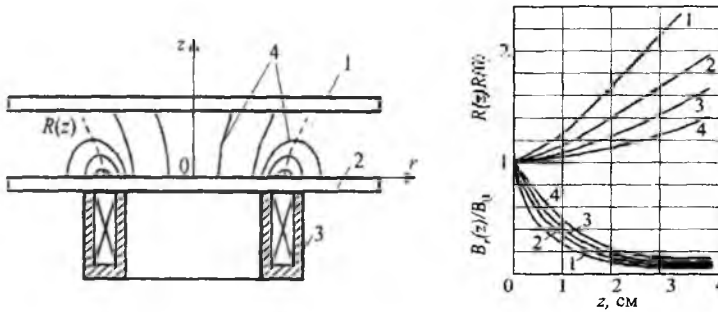
В предыдущих разделах обсуждались микроскопические эффекты в магнетронном разряде (характер движения, траектории, столкновения заряженных частиц) и влияние на них неоднородного магнитного поля. С практической точки зрения важно знать, как всё это отражается на макроскопических характеристиках разряда (напряжении разряда, профиле и скорости распыления мишени и т.д.). Для изучения этого вопроса обычно используют магнетроны с электромагнитами, которые позволяют изменять не только величину, но и конфигурацию магнитного поля [112,121]. Также используют МРС, в которых предусмотрена регулировка положения постоянных магнитов для изменения конфигурации поля с целью управления характеристиками и воздействия на процесс распыления [122-125]. В данном разделе обсудим опубликованные в литературе результаты исследований влияния конфигурации магнитного поля в планарных магнетронах на характеристики возникновения (зажигания) разряда [112] и минимальные рабочие давления, при которых возникает и прекращается разряд [121].

### ВЛИЯНИЕ КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ РАЗРЯДА

Исследования [112] были выполнены с магнетроном, схематически показанным на рис. 2.38. Аксиально-симметричное магнитное поле создавалось с помощью электромагнита, представляющим собой тороидальный стальной магнитопровод, в который вставлялась катушка. На этом же рисунке показана конфигурация силовых линий магнитного поля. Параметр  $R(z)$  определяет величину радиуса, на котором касательная к силовой линии параллельна поверхности электродов. Иначе говоря, параметр  $R(z)$  определяет радиус, на котором  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ .

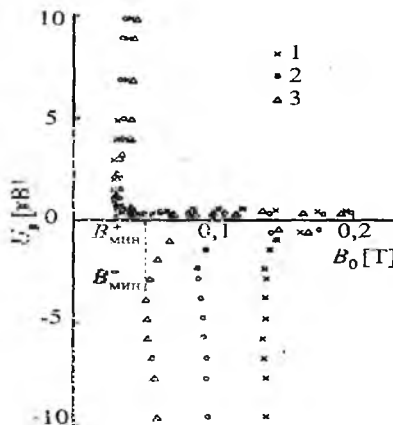
На рис. 2.39 приведены кривые, характеризующие изменение магнитного поля в межэлектродном промежутке при увеличении среднего радиуса электромагнита  $R(0)$ . Здесь  $B_r(z)$  – радиальная

компонента вектора индукции магнитного поля,  $B_0$  – величина индукции на поверхности нижнего электрода в точке  $R(0)$ .



**Рис. 2.38.** Планарный магнетрон с неоднородным магнитным полем. 1, 2 – электроды, 3 – электромагнит со стальным магнитопроводом, 4 – магнетрона [112].  $R(0)$  [см]: 1 – 2,5; 2 – 3,3; 3 – 4,5; 4 – 5,5.

На рис. 2.40 приведены характеристики, показывающие зависимости напряжения возникновения разряда  $U_B$  от  $B_0$ .



**Рис. 2.40.** Характеристики возникновения разряда при различной полярности верхнего электрода магнетрона (адаптировано из [112]). Газ – аргон,  $p = 0,66$  Па,  $d$  [см]: 1 – 4; 2 – 3; 3 – 2.

Видно, что характеристики для планарного магнетрона похожи на характеристики возникновения разряда в цилиндрическом магнетроне (рис. 2.10) и имеют две ветви.

Горизонтальная ветвь измеряется при первоначальном создании магнитного поля в промежутке и последующей подаче напряжения на электроды. Такой способ включения характерен для МРС с постоянными магнитами. Напряжение возникновения разряда на горизонтальной ветви составляет сотни вольт.

Вертикальная ветвь измеряется при первоначальной подаче напряжения на электроды. Напряжение возникновения разряда на этой ветви может достигать десятков киловольт. Эта ветвь напоминает параболу критического режима (отсечки) магнетрона. Однако парабола отсечки для планарного магнетрона, как и парабола для цилиндрического магнетрона (см. раздел 2.2, рис. 2.10) располагаются левее характеристик возникновения разряда. Действительно, в соответствии с формулами (2.5) и (2.5а) критическое магнитное поле для напряжения 10 кВ между плоскими электродами составляет 0,0168 Т при межэлектродном расстоянии  $d = 2$  см, что намного меньше индукции магнитного поля, при котором возникает разряд. Это свидетельствует о том, что для возникновения разряда необходимо такое магнитное поле, при котором высота циклоидальных траекторий катодных электронов была бы в несколько раз меньше  $d$ , а электроны должны совершить более одного столкновения с молекулами газа до попадания на анод.

Характеристики, приведенные на рис. 2.40, указывают на наличие вентильного эффекта у магнетрона с неоднородным полем. Так, если индукция  $B_0$  выбрана в диапазоне  $B_{\text{мин}}^+ < B_0 < B_{\text{мин}}^-$ , то разряд будет возникать только при положительной полярности верхнего электрода. Характеристики рис. 2.40 показывают, что наилучшие условия для возникновения разряда реализуются, когда индукция поперечного магнитного поля будет больше около поверхности отрицательного электрода (катода), а поле будет иметь туннелеобразную конфигурацию, т.е. силовые линии поля будут обращены своей вогнутостью в сторону катода и дважды пересекать его поверхность.

Вентильный эффект обусловлен сильным проявлением эффекта магнитной ловушки для катодных электронов в случае положительной полярности верхнего электрода. При отрицательной полярности верхнего электрода электроны, эмитированные им, попадают в область магнитной ловушки с намного большими скоростями, и влияние магнитного поля на их траектории намного слабее. При увеличении межэлектродного расстояния вентильность магнетрона проявляется в большей степени, так как магнитное поле около верхнего положительного электрода сильно ослаблено (данные, обозначенные крестиками (1) на рис. 2.40 для разных полярностей электродов).

Вентильность или несимметричность электрических характеристик магнетронов необходимо учитывать при знакопеременном питании. При работе с симметричным переменным напряжением в виде биполярных импульсов или синусоиды целесообразно применять спаренные одинаковые магнетроны<sup>1</sup>. Вентильный эффект в магнитном поле нашел применение в выпрямительных газоразрядных приборах с холодным катодом [76,86,126].

Удаление анода от катода не приводит к сильному изменению характеристик возникновения разряда (данные на верхней части рис. 2.40), поскольку область магнитной ловушки для электронов, где собственно ионизуется газ, расположена около катода и практически не смещается при изменении положения анода<sup>2</sup>.

Уменьшение среднего радиуса электромагнита  $R(0)$  приводит к небольшому повышению  $B_{\text{мин}}^+$ , но гораздо большему увеличению  $B_{\text{мин}}^-$  [112], что обусловлено деформацией свода силовых линий туннелеобразного магнитного поля, создающего ловушку для катодных электронов – свод силовых линий сильнее прижимается к катоду при уменьшении  $R(0)$ . В результате ловушка для электронов, эмитируемых отрицательных верхним электродом, становится мало эффективной при уменьшении  $R(0)$ .

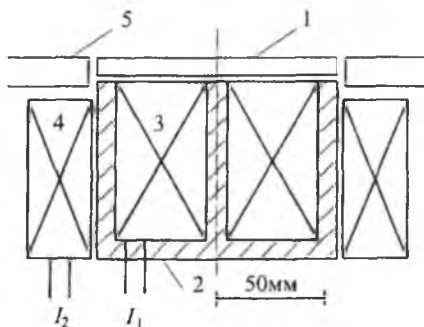
<sup>1</sup> См. раздел 4.

<sup>2</sup> Вопрос о влиянии электродной системы на движение электронов также обсуждался в разделах 2.4.1 и 2.4.2.

### ВЛИЯНИЕ КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МИНИМАЛЬНЫЕ РАБОЧИЕ ДАВЛЕНИЯ

Для исследований [121] был использован магнетрон с электромагнитом в виде двух катушек, схематически представленный на рис. 2.41. Регулируя ток в катушках  $I_1$  и  $I_2$ , можно было изменять конфигурацию магнитного поля и получать либо “сбалансированное” поле, характерное для обычных магнетронов ( $I_2 = 0$ ), либо “несбалансированное”, рассеянное вбок поле ( $I_1 = 0$ ).

Было обнаружено, что минимальные рабочие давления аргона зависят от отношения токов  $I_2 / I_1$ , т.е. от конфигурации магнитного поля, в гораздо большей степени, чем от абсолютной его величины [121].



**Рис. 2.41.** Конструкция круглого магнетрона с двумя катушками для определения оптимальной конфигурации магнитного поля [121]. 1 – дисковая мишень, толщина – 6 мм, диаметр – 124 мм; 2 – стальной магнитопровод; 3 – внутренняя катушка, 1660 витков; 4 – наружная катушка, 470 витков; 5 – стенка камеры

На рис. 2.42 приведена зависимость минимального давления  $P_n$ , при котором прерывается (самопроизвольно гаснет) разряд, от величины отношения токов. Токи в катушках были направлены противоположно, чтобы обеспечить согласованность полей, создаваемых катушками. При  $I_2 / I_1 \approx 2,13$  величина  $P_n$  минимальная. Кривая зависимости минимального давления, при котором возникает разряд при напряжении 1 кВ, от величины



отношения токов также имеет минимум при  $I_2/I_1 \approx 2,13$ , но величина давления в минимуме для возникновения разряда выше в 1,82 раза минимального значения  $P_n$ .

Представленные данные указывают на то, что имеется оптимальная конфигурация магнитного поля, которая обеспечивает возможность работы МРС при очень низких давлениях. Для определения вида этой конфигурации рассмотрим картины силовых линий магнитного поля для трёх значений отношений токов в катушках, обозначенных римскими цифрами I-III на рис. 2.42: I соответствует  $I_2/I_1 = 1,0$ ; II – 2,13; а III – 5,0. Картины силовых линий представлены на рис. 2.43; они были получены расчётно-экспериментальным путём [121].

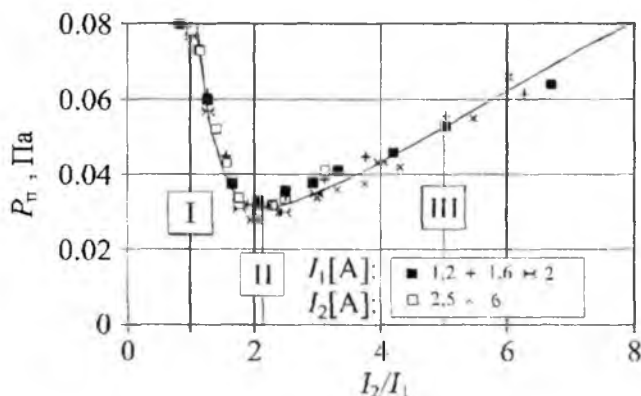
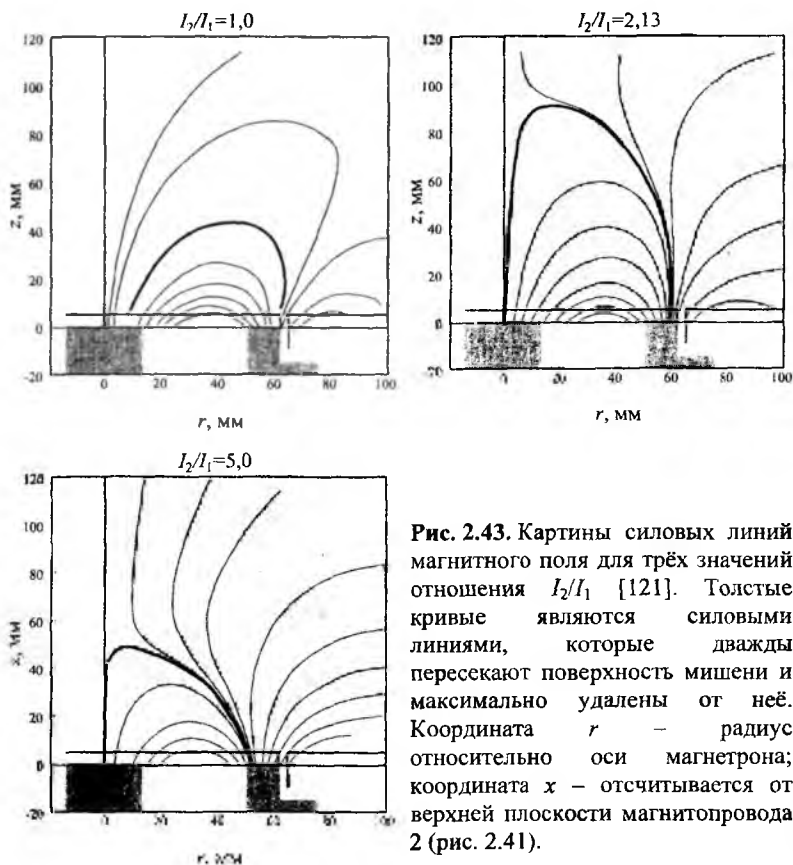


Рис. 2.42. Зависимость давления магнетронного разряда от отношения токов  $I_2/I_1$  [121]. Данные получены либо при изменении  $I_2$  и постоянном  $I_1$  (1,2; 1,6 и 2,0 А), либо при изменении  $I_1$  и постоянном  $I_2$  (2,5 и 6,0 А)

Как видно, увеличение отношения  $I_2/I_1$  приводит как бы к поджатию силовых линий поля, генерируемого внутренней катушкой, к оси системы. В оптимальном случае (II) практически все силовые линии первой катушки, выходящие из центральной части магнитопровода, пересекают поверхность мишени, и при этом под “магнитным туннельным сводом” оказывается значительная часть поверхности мишени. Очевидно, что в этом

случае имеет место наилучшее удержание катодных электронов и плазмы над поверхностью мишени.



**Рис. 2.43.** Картины силовых линий магнитного поля для трёх значений отношения  $I_2/I_1$  [121]. Толстые кривые являются силовыми линиями, которые дважды пересекают поверхность мишени и максимально удалены от неё. Координата  $r$  — радиус относительно оси магнетрона; координата  $z$  — отсчитывается от верхней плоскости магнитопровода 2 (рис. 2.41).

В случае I некоторые силовые линии, выходящие из центральной части магнитопровода уходят за пределы мишени (на стенки камеры и подложкодержатель). В случае III силовые линии, выходящие из внешней части магнитопровода и пересекающие периферийную часть мишени, не достигают центральной части мишени, уходя на стенки камеры и

подложкодержатель. Следовательно, в последних двух случаях магнитное удержание электронов и плазмы над мишенью не оптимальное с точки зрения создания ловушки для катодных электронов и плазмы.

Таким образом, минимальные давления аргона, при которых возникает или прекращается разряд в планарном магнетроне, получаются в том случае, когда магнитная система создает поле, образующее туннельный свод силовых линий, покрывающих максимально возможную поверхность мишени. Причём эти силовые линии должны дважды пересекать поверхность мишени. Данный результат соответствует известному правилу: силовые линии магнитного поля должны идти вдоль (лучше параллельно) поверхности мишени, чтобы обеспечить наилучшие условия поддержания магнетронного разряда.

Сделанные выводы о влиянии конфигурации магнитного поля на характеристики магнетронного разряда хорошо согласуются с результатами анализа траекторий электронов, представленными в разделе 2.4.4. Обозначенные цифрами 1-3 на рис. 2.28 траектории катодных электронов, на которых собственно ионизуется газ, будут как раз проходить над большой частью поверхности мишени и будут наиболее протяжёнными именно в случае оптимального отношения  $I_2 / I_1 \approx 2,13$ .

## 3 РАЗНОВИДНОСТИ МАГНЕТРОННЫХ РАСПЫЛИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

В предыдущих разделах обсуждались физические аспекты магнетронного распыления. В данном разделе будут рассмотрены варианты технической реализации этого процесса в технологии нанесения тонких плёнок и покрытий.

### 3.1 Основные направления развития MPC

Применять магнетронное распыление в технологии нанесения покрытий впервые было предложено Ф. Пеннингом в 1935 году и запатентовано им в нескольких странах [95]. Он использовал для распыления разрядные системы с аксиальным магнитным полем типа нормального магнетрона и ячейки Пеннинга<sup>1</sup>. В дальнейшем на их основе были созданы вакуумные насосы и вакуумметры, но для нанесения покрытий разряд в магнитном поле вначале практически не применялся.

В 60-х годах прошлого века в связи с потребностью в развитии технологии плёночной микроэлектроники снова стали проводить эксперименты по распылению материалов в магнетронном разряде. Инициаторами этих работ были В. Джил и Э. Кэй (W.D. Gill, E. Key) [127], К. Васа и С. Хаякава (K. Wasa, S. Hayakawa) [128], которые использовали в основном цилиндрические коаксиальные системы типа нормального и обращенного (инверсного) магнетронов. В 70-х годах Дж. Торнтон (J.A. Thornton) выполнил цикл фундаментальных работ по исследованию разряда в цилиндрических системах и предложил ряд конструкций MPC, в частности, систему со стержневым катодом (*Cylindrical-post magnetron*), которая до сих пор

---

<sup>1</sup> См. раздел 2.2 и рис. 2.12.

применяется в промышленной технологии [72,108]. Основываясь на результатах анализа структур толстых покрытий, полученных с помощью цилиндрических распылительных систем, Дж. Торнтон модифицировал известную структурную диаграмму Мовчана-Демчишина для конденсатов, осаждённых в вакууме [129]. В 1971 году Дж. Маллэли (J.R. Mullaly) [70] разработал MPC с полусферическим катодом и квадрупольным магнитным полем, решая задачу получения высокой скорости и равномерности осаждения плёнок.

На рис. 3.1 приведены схематические конструкции цилиндрических коаксиальных магнетронных систем.

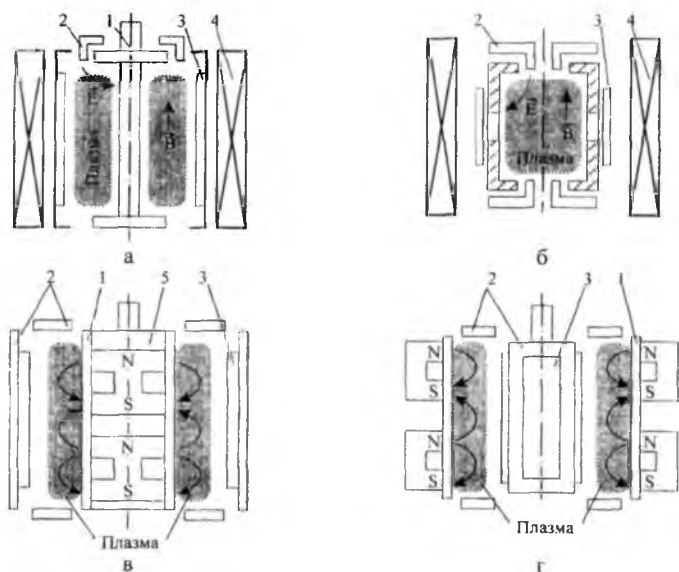


Рис. 3.1. Цилиндрические коаксиальные MPC: 1 – катод-мишень; 2 – анод; 3 – подложка; 4 – соленоид; 5 – постоянные магниты

Как видно, в одних из них, см. рис. 3.1 (а,б), магнитное поле внешнего соленоида пронизывает всё пространство между электродами и подложкой, причем его силовые линии параллельны поверхности подложки, а также большей части

катода. Величина магнитного поля ( $\leq 0,1$  Т) достаточна для замагничивания электронов, т.е. для сильного влияния на их траектории, но мала для замагничивания ионов. После зажигания разряда формируется плазменная область и приэлектродные слои пространственного заряда. Плазменная область представляет собой плазму отрицательного свечения, как в обычном тлеющем разряде [55-57]. Ионизация, возбуждение и свечение газа происходят в основном в этой области в результате столкновений вторичных катодных электронов с молекулами газа.

Ионы из плазмы идут на катод, ускоряясь в поле прикатодного слоя, инициируют вторичную эмиссию электронов, необходимых для поддержания разряда, и распыляют материал катода. Таким образом, источником материала для формирования плёнки служит тело катода, который называют мишенью, как и в других системах катодного распыления.

Катодные вторичные электроны также ускоряются полем прикатодного слоя, но благодаря закручивающему действию магнитного поля предотвращается бомбардировка ими подложки, а также уход на анод по кратчайшему пути.

Электроны движутся в скрещенных полях по траекториям типа циклоиды, при этом сильно увеличивается длина их пути от катода к аноду, и возрастает число ионизирующих столкновений, совершаемых каждым электроном. В результате можно получать в магнетронном разряде высокую плотность тока (десятки-сотни миллиампер на квадратный сантиметр) при низком давлении рабочего газа ( $\ll 1$  Па) и высокую скорость распыления. Следует отметить, что в коаксиальной системе азимутальный дрейф заряженных частиц в скрещённых полях замкнут, т.е. он не приводит к уходу частиц из межэлектродного промежутка<sup>1</sup>. Это обеспечивает высокую эффективность использования катодных электронов для ионизации газа в цилиндрическом магнетроне.

Плазма магнетронного разряда занимает всю внутреннюю полость системы и может достигать поверхности подложки. Для предотвращения ухода электронов на торцы вдоль силовых линий магнитного поля катод снабжают торцевыми отражателями в виде дисков или плоских колец [72]. Отражатели способствуют

---

<sup>1</sup> См. рис. 2.6 (а, б).

осцилляции электронов в плазме вдоль силовых линий магнитного поля и дополнительному увеличению длины их траекторий в межэлектродном промежутке. Анодом может быть подложкодержатель или отдельный торцевой электрод. В первом случае электроны могут попадать на поверхность подложки и воздействовать на процесс роста плёнки; во втором – они достигают только радиуса, на котором расположен анод, и уходят на него вдоль магнитного поля. Если подложка расположена за пределами этого радиуса, электроны на неё не попадают, т.е. она как бы экранируется от них. В этом случае также снижается ионный поток к поверхности подложки.

Для повышения равномерности распыления катода-мишени применяли длинные соленоиды с однородным магнитным полем, кроме того, использовали специальные стальные магнитопроводы [130], охватывающие технологическую камеру. Всё это увеличивает размеры и массу установок, а получить абсолютную однородность распыления все равно не удаётся из-за ухода ионов на торцы системы и снижения их концентрации на краях системы.

Использование вместо соленоидов постоянных магнитов, см. рис. 3.1 (в, г), упрощает конструкцию МРС. Магниты создают локализованное около катода поле с дугообразными силовыми линиями, образующих туннельные своды. Плазма при этом локализуется около катода в области “магнитных туннелей”, где максимальна напряжённость магнитного поля, параллельного катодной поверхности<sup>1</sup>. Последнее подавляет диффузию плазменных частиц к подложкам, но часть катодных электронов, эмитируемых из мест с нормальной составляющей магнитного поля, может попадать на них, приводя к локальному тепловому и радиационному воздействию<sup>2</sup>. Туннельная форма магнитного поля препятствует уходу электронов на торцы МРС, и отпадает надобность в торцевых отражателях. Системы с постоянными магнитами обеспечивают достаточно высокую однородность

<sup>1</sup> См. раздел 2.4.5, где обсуждается вопрос о магнитной ловушке для катодных электронов в магнетронах.

<sup>2</sup> См. раздел 2.4.4 и рис. 2.28.



напыляемых плёнок по толщине, несмотря на некоторую локальную неравномерность распыления катода.

МРС с внутренним цилиндрическим катодом-мишенью (по терминологии Дж. Торнтона – *Cylindrical-post magnetron*), показанная на рис. 3.1в, удобна для установок с барабанным держателем плоских подложек вокруг мишени, а также для нанесения покрытий на внутреннюю поверхность изделий трубчатой формы. МРС с внешним цилиндрическим катодом-мишенью (см. рис. 3.1г) также может применяться для нанесения покрытий на плоские подложки, но она более предпочтительна для установок непрерывного действия для нанесения покрытий на длинномерные изделия типа проволоки и стержней. МРС с цилиндрическими стержневыми и трубчатыми мишенями до сих пор применяют в технологии нанесения покрытий, см., например, [131-134].

Для нанесения покрытий на архитектурное стекло шириной более 1 м применяют магнетроны с длинной трубчатой вращающейся мишенью (*C-MAG*), внутри которой размещают неподвижную магнитную систему [135-138]. Вращение мишени обеспечивает равномерный её износ и длительную эксплуатацию в установках непрерывного действия.

Поскольку цилиндрические МРС довольно громоздкие, были разработаны МРС с укороченным полым трубчатым катодом-мишенью и открытым торцом, напротив которого размещали

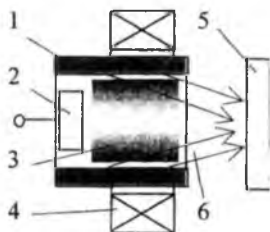


Рис. 3.2. МРС с укороченной трубчатой мишенью. 1 – катод-мишень, 2 – анод, 3 – плазма, 4 – магнитная система, 5 – подложка, 6 – поток распылённых частиц на подложку

подложку [139-141]. У второго торца помещали анод, и эти МРС представляли собой цилиндрические полукатодные системы с аксиальным магнитным полем. На рис. 3.2 представлена схематическая конструкция одного из вариантов подобной МРС. Длина катода-мишени могла

быть уменьшена до 1 см, так что мишень становилась похожей на кольцо. Эти системы имели относительно небольшие размеры, их выполняли в виде автономного модуля, который пристыковывали к стенкам вакуумных технологических камер. По аналогии с электронными пушками (*E-Gun*) их стали называть распылительными пушками (*Sputter Gun* или *S-Gun*), и они выпускались в различных модификациях многими фирмами - производителями технологического оборудования [142-144].

Недостатком последних систем является то, что значительная часть распылённого материала перераспределяется внутри катодной полости и не попадает на подложку, поэтому такие МРС сейчас применяют только в двух случаях.

А. Когда надо предохранить подложку от воздействия на неё высокоэнергетичных частиц (катодных электронов и отрицательных ионов, ускоренных в катодном слое, а также отражённых от катода высокоэнергетичных нейтральных атомов рабочего газа). К воздействию такими частицами особенно чувствительны плёнки высокотемпературных сверхпроводников [145-148].

Б. Когда надо значительно повысить степень ионизации газа и распылённого вещества, чтобы выполнить осаждение материала с ионной бомбардировкой [149-152]. Бомбардировку применяют для управления свойствами материала и при осаждении слоёв внутри глубоких канавок и окон микроэлектронных структур с перераспылением осаждённого материала.

Оба эти эффекта (А и Б) обусловлены квазизамкнутостью пространства внутри катода, где происходят газоразрядные процессы, связанные с генерацией высокоэнергетичных частиц. Здесь эти частицы (в первую очередь катодные электроны, отрицательные ионы и отражённые от катода нейтрализовавшиеся ионы в виде быстрых атомов) движутся между противоположными участками поверхности катода и не попадают на подложку. Благодаря циклоидальным и круговым траекториям электронов и наложению их на колебательное движение значительно увеличивается длина пробега катодных электронов до попадания на анод. Это приводит к эффективной

ионизации ими газа. Концентрация ионов может достигать значительной величины  $\sim 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а доля металлических ионов в потоке осаждающегося материала  $> 70\%$  [149-152]. Данные процессы во многом аналогичны процессам в МРС типа “электрическое зеркало”, которые будут рассмотрены ниже.

Основная линия развития МРС вплоть до настоящего времени связана с переходом в 70-х годах к системам с плоским и коническим катодом-мишенью (рис. 3.3).

Первые попытки получить МРС с плоским катодом заключались в том, что в плоскопараллельной системе электродов, обычной для техники распыления в аномальном тлеющем разряде, создавали поперечное магнитное поле с прямыми силовыми линиями; в частности, так поступали в [68]. Однако из-за азимутальной неоднородности магнитного поля и незамкнутости поперечного дрейфа заряженных частиц они уходили на край электродов, что затрудняло поддержание разряда при низких давлениях и делало его неравномерным.

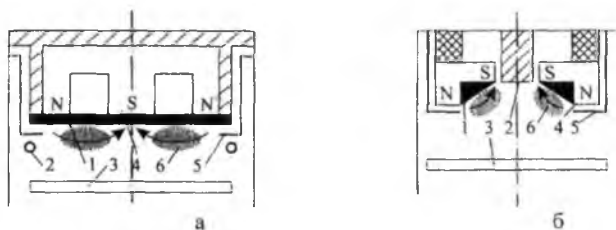


Рис.3.3. МРС с плоской (а) и конической (б) мишенью. 1 – катод-мишень, 2 – анод, 3 – подложка, 4 – магнит, 5 – экран, 6 – плазма

Более результативным было наложение на плоскопараллельный промежуток осесимметричного квадрупольного магнитного поля [68,153], которое имело радиальную компоненту и создавало условия для замкнутого азимутального дрейфа электронов вдоль поверхности электродов. В 1967 г. К. Васа и С. Хаякава [154] повысили эффективность генерации радиального магнитного поля, поместив катушки непосредственно за плоскими электродами. Однако из-за своей

громоздкости такие МРС в промышленной технологии не применялись. В дальнейшем квадрупольные системы использовались в ионно-плазменных устройствах МИФИ [69,71,155]<sup>1</sup>.

В 1973 г. Дж. Корбани (J.F. Corbani) [140] и в 1974 году Дж. Чепин (J.S. Chapin) [156] заявили конструкции МРС, в которых радиальное магнитное поле создавалось только около поверхности одного электрода – катода (как на рис. 2.26). Для повышения эффективности магнитная система была снабжена магнитопроводом (как на рис. 2.38), благодаря которому силовые линии магнитного поля образовывали над поверхностью катода замкнутый “туннельный свод”, где возникал и поддерживался магнетронный разряд с замкнутым азимутальным дрейфом электронов. Эти конструкции явились прототипом современных планарных магнетронов (рис. 3.3а). В дальнейшем вместо катушек стали использовать постоянные магниты, вначале ферритовые, затем более сильные из сплавов Sm-Co и Nd-Fe-B.

Системы с плоской и конической мишенью можно рассматривать как результат трансформации неоптимальной формы цилиндрической полой мишени для осаждения покрытий на плоские подложки в более эффективную. Проиллюстрируем подобную трансформацию на примере МРС, изображённой на рис. 3.1г. Для этого будем постепенно превращать цилиндрический катод 1 в полый конус путем расширения его в нижней части. Одновременно будем укорачивать внутренний цилиндрический анод 2. В результате получим конструкцию, показанную на рис. 3.3б. Если продолжать разворачивать конус дальше, то его внутренняя поверхность станет плоской; центральный анод исчезнет, но сохранится нижний кольцевой анод 2, и мы получим МРС с плоским катодом (см. рис. 3.3а). Аналогичную трансформацию можно выполнить в отношении системы на рис. 3.1в, но для этого надо расширять катод в верхней части.

МРС с плоской или конической мишенью открыты в сторону подложки, эффекты самозапыления и перераспыления у них не значительны, поэтому они очень привлекательны для техники

<sup>1</sup> Примеры квадрупольных систем приведены в разделе 2.1 (рис. 2.3, рис. 2.6г).

осаждения покрытий на плоские подложки. Р. Вейтс (R. Waits) в своём обзоре [12] называет эти устройства “прекрасным образцом долгожданного высокоскоростного источника распыления” и далее пишет: “Конструкция плоского магнетронного распылительного устройства являет собой пример ошеломляюще очевидного решения технологической проблемы, которая не поддавалась решению и осуществлению в течение более чем 30 лет”.

Подобные МРС – относительно простые по конструкции, имеют небольшой объём, их изготавливают в виде функционально законченных модулей и устанавливают на боковых стенках, дне или потолке технологических камер. Плоские мишени имеют круглую или прямоугольную форму. Эти системы легко масштабируются по размерам от нескольких сантиметров до нескольких метров и по мощности от десятков ватт до сотен киловатт. Мировая промышленность выпускает большое многообразие таких МРС, см., например, [35-42, 142-144, 157-162]. В литературе, в частности [3-10], детально описаны магнетроны с плоским и коническим катодом-мишенью, а также установки на их основе.

В рис. 1.6 приведены типичные вольт-амперные характеристики различных видов МРС, здесь же для сравнения приведена характеристика диодной системы катодного распыления на аномальном тлеющем разряде без магнитного поля. Как видно, в МРС обеспечивается поддержание сильноточного распыляющего разряда при гораздо меньшем напряжении и низком давлении по сравнению с системой на аномальном тлеющем разряде. В то же время характеристики различных магнетронов относительно мало различаются между собой. Разрядное напряжение для них составляет 400-700 В при токах 0,1-10 А.

Недостатком планарных магнетронов является невысокий процент использования материала мишени (в самом лучшем случае 50...60 %) из-за сильной неоднородности её распыления – зона эрозии имеет вид узкой и глубокой кольцевой канавки,

расположенной под сводом силовых линий магнитного поля и кольцевой торообразной плазменной областью<sup>1</sup>.

Несмотря на большой прогресс в области разработок МРС и технологии нанесения с их помощью тонких плёнок и покрытий, практика постоянно выдвигает новые задачи, и разработка новых магнетронных систем не прекращается до сих пор [19,163-170].

Было предложено применять в МРС объёмное рассеянное магнитное поле, и были созданы магнетроны с несбалансированной магнитной системой, так называемые “несбалансированные магнетроны” (*unbalanced magnetrons*) [171,173]. В этих МРС магнитное поле создается не только у поверхности мишени, но и в пространстве между мишенью и подложкой, что позволяет повысить плотность ионного тока на подложку и управлять свойствами осаждаемых покрытий с помощью ионной бомбардировки. Она эффективна при плотности ионного тока более  $1 \text{ мА/см}^2$  и относительно низкой энергии ионов (до 100 эВ), при которой не велики механические напряжения, создаваемые в покрытии [174-176].

Первоначально осаждение покрытий выполняли с помощью одного “несбалансированного магнетрона”, однако оказалось, что, если в технологической камере одновременно функционируют несколько магнетронов, магнитное поле которых образует замкнутую конфигурацию (*Closed field unbalanced magnetron*), то реализуется более эффективный ионно-стимулированный процесс осаждения [18,177]. Обзор систем этого типа приведен в [19,163-166], см. также раздел 3.3.

Были созданы МРС, в которых дополнительно ионизовали газ с помощью различных видов разрядов постоянного тока, а также ВЧ- и СВЧ- типа [163-165,178]. Эти системы являются аналогами ранее хорошо зарекомендовавших себя систем термоионного осаждения [24], так как они генерируют плазму высокой плотности около подложки и позволяют эффективно управлять свойствами конденсатов с помощью ионной бомбардировки.

Для управления ионным потоком на подложку на неё необходимо подавать напряжение отрицательного смещения.

<sup>1</sup> См. рис. 2.25, рис. 2.28, рис. 2.31.

Первоначально использовали напряжение постоянного тока в случае проводящих подложек или немодулированное ВЧ-напряжение в случае непроводящих подложек. На последних вследствие выпрямляющих свойств контакта поверхность-плазма также создаётся постоянное напряжение смещения. В настоящее время стали практиковать подачу на подложки импульсного напряжения смещения [167,179-185], при котором расширился диапазон допустимых напряжений без повышения тепловой нагрузки на подложку и стало возможным реализовать различные эффекты, в частности, воздействие на структуру конденсата, перемешивание осаждённых атомов (*mixing*) и низкоэнергетичную имплантацию плазменных ионов.

Применение устройств дополнительной ионизации газа и особых конфигураций магнитного поля позволило существенно понизить давления плазмообразующего газа и приблизить условия осаждения плёнок к высоковакуумным, как при термическом испарении [165].

Повышение удельной мощности магнетронного разряда способствует настолько интенсивному самораспылению некоторых материалов мишени, что становится возможным существование разряда уже не в газовой среде, а в атомизованной (паровой) фазе распылённого материала, но при этом без плавления и испарения мишени [116-120]. Такой самораспыляющийся разряд (*self-sputtering discharge*) начинают в среде аргона, затем по мере нарастания концентрации распылённых частиц за счёт бомбардировки мишени ионами её же материала подача аргона уменьшают до полного прекращения, а разряд продолжает самоподдерживаться в среде распыляющегося материала мишени. Подобный способ применяют при распылении меди, и он интересен для технологии осаждения покрытий с бомбардировкой собственными ионами, т.е для I-PVD (IA-PVD, IE-PVD) процессов.

Также известны МРС с испарением металла, расплавляемого ионной бомбардировкой [3,5].

Необходимость синтеза слоев сложного состава с использованием простых исходных материалов стимулировала разработку технологии распыления в среде реакционных газов.



Обычно для этого используют разряды высокой частоты, реже, постоянного тока [2,4,9,10,186]. Первый способ применяется для распыления диэлектриков, состав которых близок к составу покрытий. Он имеет общеизвестные недостатки, присущие ВЧ-системам, а именно: трудность динамического согласования импедансов схемы питания, низкий к.п.д., сложность экранировки и опасность облучения персонала. Разряды постоянного тока позволяют распылять металлическую мишень более простого состава, но при этом возникают проблемы, связанные с частым возникновением дуг на мишени и "исчезновением анода" из-за образования на них диэлектрических плёнок в результате химического взаимодействия распылённого материала с реакционным газом.

Решить эти проблемы удалось при использовании для питания магнетронного разряда импульсного или синусоидального напряжения в среднечастотном диапазоне 10-1000 кГц (*middle frequency* или MF) [19,135,35,42,166,169,181,186-209]. MPC для осаждения диэлектриков бывают двух типов: с одним или двумя магнетронами (*twin magnetron, dual magnetron*). В первом случае на магнетрон подают униполярные (отрицательные) или асимметричные биполярные импульсы. Во втором – симметричные биполярные импульсы или синусоидальное напряжение средней частоты, причём магнетроны попеременно работают каждый полупериод как катод и анод. Обзор импульсных MPC представлен в [169], см. также раздел 4.

Импульсные режимы магнетронов представляют интерес для снижения тепловой нагрузки на подложку и мишень путём увеличения скважности импульсов или для нанесения многокомпонентных слоёв путём поочерёдного импульсного распыления нескольких мишеней [193,204].

В импульсном режиме можно существенно увеличить плотность разрядного тока (до 10 А/см<sup>2</sup> и более) и импульсную мощность разряда до нескольких мегаватт, повысив тем самым степень ионизации распылённого вещества до 30...90 % [22,71,210-212]. На рис. 2.37 показаны зависимости степени ионизации от концентрации электронов в магнетронном разряде.

В связи с возникшей потребностью в развитии технологии нанесения покрытий на архитектурное стекло и широкие рулонные материалы были разработаны МРС с длиной мишени до трёх метров для конвейерных установок с длительным непрерывным процессом [28,35-37,39-42,135,136,193,196,201,202,213,214]. В случае нанесения покрытий из диэлектрических материалов применяют сдвоенные магнетроны с неподвижными плоскими или вращающимися цилиндрическими (*C-MAG*) мишенями с электрическим питанием в виде симметричных биполярных импульсов или синусоидального напряжения в среднечастотном диапазоне [135-138,213].

Следует отметить, что в длинномерных магнетронах плотность разрядного тока такого же порядка, как и в обычных магнетронах небольших размеров, т.е. десятки миллиампер на квадратный сантиметр, но суммарный разрядный ток достигает сотен ампер, а мощность разряда составляет сотни киловатт.

Важной проблемой для этих систем является получение высокой равномерности наносимых плёнок по толщине и их свойствам, особенно в случае реакционного распыления, поэтому МРС содержат специальные устройства для стабилизации режима, обычно на основе датчиков оптической эмиссии из разряда или парциального давления реакционных газов, а также устройства распределённой подачи газа и активного дугоподавления [215-218], см. также обзоры [169].

Одним из направлений в развитии МРС является создание систем с вариацией магнитного поля по величине и конфигурации, а также систем со сканирующим магнитным полем. Такие МРС позволяют повысить коэффициент использования материала мишени и стабилизировать характеристики по мере её выработки. Можно также осуществлять быстрое изменение режима работы, например, осуществлять переход из режима магнетронного разряда в аномальный тлеющий разряд без магнитного поля. Однако импульсную модуляцию магнетронного разряда путём включения и выключения тока в соленоидах невозможно осуществить в микросекундном диапазоне из-за медленного проникновения магнитного поля через металлические оболочки и

мишень. Поэтому такую модуляцию осуществляют в источнике электрического питания разряда [169,219].

Изменение величины магнитного поля было реализовано уже в первых МРС, поскольку в них применялись соленоиды, ток которых можно было регулировать в широких пределах. Затем от них отказались из-за их громоздкости и стали применять постоянные магниты с фиксированной напряжённостью поля. Тем не менее, имеется потребность в коррекции величины магнитного поля в процессе эксплуатации МРС, особенно, если они работают в технологических линиях непрерывного действия. Это связано с тем, что по мере выработки мишени и образования на ней глубокой эрозионной канавки изменяются параметры магнетронного разряда и условия осаждения покрытий. Поскольку магнитное поле создаётся магнитами, расположенными за мишенью (см. рис. 3.3а), образование канавки приводит к увеличению напряжённости поля у поверхности мишени и эффекту полого катода для вторичных электронов (их осцилляций между противоположными стенками канавки). В результате снижаются разрядное напряжение, мощность разряда, энергия ионов, бомбардирующих мишень, скорость её распыления и скорость осаждения покрытия.

Углубление эрозионной канавки также изменяет угловое распределение потока распылённых частиц и приводит к фокусировке высокоэнергетичных тяжёлых частиц, идущих к подложке – отражённых от мишени нейтрализовавшихся ионов аргона и отрицательных ионов реакционного газа. Вследствие этого возникают неоднородности в покрытии, особенно, если оно или подложка чувствительны к воздействию высокоэнергетичных частиц. В случае реакционного распыления всё это влияет на процесс синтеза и состав материала покрытия. Решение данной проблемы было получено в работе [123], где систему из постоянных магнитов сделали подвижной и регулировали положение магнитов таким образом, чтобы они создавали магнитное поле заданной величины у поверхности мишени внутри канавки. В результате этого удалось поддерживать на постоянном уровне электрические параметры разряда и получить однородность свойств плёнок в течение длительного периода

распыления Al в среде Ag/O<sub>2</sub> (расход энергии при этом составил 800 кВт·ч для двойного кольцевого магнетрона типа DRM 400).

Изменение конфигурации магнитного поля применяется в системах с объёмным полем (MPC с несбалансированным магнитным полем), которые были упомянуты выше. Вариация поля в этих системах приводит к изменению ионного потока к поверхности подложки и степени ионного воздействия на синтез плёнок, что, в конечном счете, позволяет управлять их свойствами. В большинстве случаев изменение конфигурации поля осуществляется с помощью нескольких соленоидов, однако более удобна система из подвижных постоянных магнитов [122-124], благодаря которой можно оптимизировать ионное воздействие на любой стадии процесса осаждения.

Сканирующее магнитное поле чаще всего применяют для повышения равномерности выработки мишени. Одна из первых систем с таким полем была описана в [220], где с помощью трёх катушек, питаемых от двухфазного генератора переменного тока, создавалось бегущее вдоль поверхности коаксиальных электродов магнитное поле. Магнетронный разряд перемещался синхронно с областью максимума магнитного поля. Скорость сканирования не должна быть слишком большой, чтобы магнитное поле успевало проникать в разрядную систему через металлические оболочки.

В [3,5] приведены обзоры некоторых систем с механическим и электрическим сканированием магнитного поля (см. также [125,221,222]). В [223] описана система, в которой по поверхности прямоугольной мишени одновременно перемещаются несколько параллельно существующих разрядов, что позволило уменьшить длину сканирования при большой длине мишени.

Нанесение покрытий с помощью MPC хорошо сочетается с другими методами обработки поверхности, что позволяет осуществить гибридные или так называемые “дуплекс-процессы”, например, комбинировать плазменную ионную имплантацию [224,225] или плазменное азотирование основы [19] с магнетронным осаждением износостойчивого слоя в одном или следующих друг за другом циклах обработки. При

этом удаётся совместно реализовать преимущества каждого отдельно взятого метода.

Очень перспективным является сочетание вакуумно-дугового испарения материала мишени на этапе предварительной очистки поверхности подложки и последующего осаждения слоев из различных материалов с помощью нескольких магнетронных систем [226]. Вакуумная дуга используется для получения ионов осаждаемых металлов; ионы бомбардируют поверхность подложки и распыляют её, не внося чужеродные примеси. Для управления дугой используется магнитная система магнетронов.

К магнетронному распылению для осаждения плёнок весьма близки технологии плазмо-ионного травления и очистки материалов в магнетронном разряде, при которых распыляется (травится) поверхность самой подложки, находящейся в зоне разряда. В последних процессах используются как инертные, так и химически активные газы. Вследствие близости физических процессов в системах осаждения и травления оба класса систем близки друг к другу и по своей конструкции [4,227].

Далее будут рассмотрены конструкции современных МРС, многие из которых недостаточно освещены в общедоступной научно-технической литературе, но имеют большое значение для развития технологии нанесения тонких плёнок и покрытий. При этом основное внимание будет уделено системам с повышенной эффективностью генерации ионных потоков к подложке.

### 3.2 МРС с одной мишенью и несбалансированной магнитной системой

Концепцию “несбалансированной” магнитной системы магнетронов создали Б. Виндоу (B. Window) и Н. Саввидес (N. Savvides) [171,172], которые системно исследовали влияние конфигурации магнитного поля на характеристики МРС<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> По-видимому, одними из первых предложили создавать магнитное поле, направленное от мишени планарной МРС к подложке, авторы [228].



**Рис. 3.4.** MPC с плоской мишенью и различными конфигурациями магнитного поля [19]: а – сбалансированная магнитная система; б – несбалансированная с вертикальной составляющей поля, направленной к подложке; в – несбалансированная с рассеиванием магнитного поля в сторону от подложки

Если магнитная система организована таким образом, что все силовые линии магнитного поля дважды пересекают катод-мишень, выходя из одного полюса системы и входя в другой, т.е. проходят только вблизи поверхности катода и не рассеиваются в стороны, как на рис.3.4а, то MPC с такой системой называют обычной (*conventional*), с ограниченной плазмой (*confined plasma*) или сбалансированной (*balanced magnetron*).

В этой MPC генерация ионов происходит в ограниченной торообразной зоне (рис. 3.3<sup>1</sup>). Малый размер области ионизации и пониженный коэффициент амбиполярной диффузии поперек силовых линий магнитного поля приводят к тому, что плазменная область разряда прижата к поверхности катода. Её высота обычно не превышает 30-60 мм.

При размещении подложки вне этой зоны, что чаще всего и делается, чтобы не затруднять

См. также раздел 2.4 и рис. 2.25, рис. 2.28а, рис. 2.31а.

поддержание разряда, до неё доходит мало заряженных частиц, и она только перехватывает поток распылённых атомов мишени, из которых, собственно, и образуется плёнка. Плотность тока ионов (главным образом ионов  $\text{Ar}^+$ ), идущих к подложке, обычно ниже  $1 \text{ мА/см}^2$ , что, как известно [174-176], недостаточно для ионной очистки поверхности и существенного воздействия на рост плёнок (в частности, из  $\text{TiN}$ ) при напряжении отрицательного смещения подложки до  $100 \text{ В}^1$ . При больших же напряжениях смещения появляются дефекты в кристаллической структуре, возрастают внутренние напряжения в плёнке и концентрация поглощённого аргона.

Поскольку ионное воздействие на процесс роста тонких плёнок высокого качества не является обязательным, МРС со сбалансированным полем получили в настоящее время широкое применение для нанесения тонких слоёв разнообразных материалов в микроэлектронике и других областях, где необходимы щадящие условия для изделий [3-11, 135, 229-231].

Повысить плотность ионного тока на подложку в МРС со сбалансированной магнитной системой в какой-то мере можно только при максимальном приближении подложки к плазменной области, т.е. при удалении от мишени не более чем на 40-60 мм. Это осуществимо при нанесении покрытий с повышенной твердостью и износостойчивостью на плоские подложки, а также мелкие изделия типа лезвий, свёрл, деталей ручных часов, браслетов, хирургического инструмента и столовых приборов. При нанесении покрытий на более крупные предметы (диаметром до 200 мм) применяют сдвоенные и строенные магнетроны с перекрытием их плазменных областей [190, 232, 233].

### ***3.2.1 Системы с вертикальной составляющей магнитного поля, направленной к подложке***

Кардинально повысить плотность ионного тока на подложку до величины более чем  $1\text{-}2 \text{ мА/см}^2$  можно в МРС с объёмным

<sup>1</sup> Отметим, что уровень ионного воздействия во время осаждения более правильно оценивать не плотностью ионного тока на подложку, а соотношением потоков ионов и всех осаждающихся частиц.



несбалансированным магнитным полем, часть силовых линий которого направлена в сторону подложки [16,19,163-166,171-174,177,234,235].

Конфигурации поля такого типа показана на рис. 3.4б, где внешний полюс системы создает больший магнитный поток, чем внутренний, и магнитный поток от внешнего полюса только частично замыкается через внутренний полюс. В этой системе генерируются боковые вертикальные силовые линии рассеянного магнитного поля, идущие к подложке и образующие своеобразный магнитный коридор для заряженных частиц и плазмы в целом<sup>1</sup>.

Аналогичное поле можно создать и в обычной MPC (рис. 3.4,а), если вокруг её расположить дополнительную катушку, направление магнитного потока которой совпадает с направлением потока от внешнего полюса магнита. В тех случаях, когда диаметр камеры небольшой, можно дополнительную катушку разместить на внешней стороне оболочки камеры [173,228].

В MPC подобного типа плазма свободно диффундирует вдоль магнитных силовых линий к подложке, что приводит к повышенной концентрации заряженных частиц около неё. Этому также способствует ионизация газа в пространстве между мишенью и подложкой<sup>2</sup>. В результате плотность ионного тока на подложку может достигать 2-10 мА/см<sup>2</sup> даже без приложения внешнего напряжения смещения, что более чем на порядок превосходит ионный ток в обычных системах со сбалансированным полем. Здесь надо отметить, что распределение концентрации заряженных частиц около поверхности подложки определяется распределением магнитного поля и может быть сильно неоднородным.

Кроме того, на изолированной подложке может возникать напряжение отрицательного автосмещения величиной в десятки вольт, что позволяет реализовать режим ионно-стимулированного осаждения плёнок без подачи на подложки

<sup>1</sup> Пример конфигурации поля с большой вертикальной составляющей и траекторий электронов в нём показан на рис. 2.28б.

<sup>2</sup> См. рис. 2.31 (б,в).

внешнего смещения. В [173] было получено увеличение отношения потока ионов к потоку нейтральных атомов на подложку от 0,1 до 5-6 при создании аксиального поля между мишенью магнетрона и подложкой.

Было показано [236], что с помощью несбалансированного магнетрона можно получать твёрдые, плотные и гладкие покрытия из TiN с хорошей адгезией при низкой температуре ( $< 230^{\circ}\text{C}$ ), если подавать напряжение смещения на подложку в форме биполярных импульсов.

При подаче отрицательного напряжения на подложку величиной 100-300 В и увеличении вертикальной составляющей бокового магнитного поля (рис. 3.4б) можно реализовать вторичный разряд с двумя катодами, одним из которых является катод (мишень) магнетрона, а вторым катодом служит сама подложка [19,163,237,238]. В этом разряде электроны осциллируют между мишенью магнетрона и подложкой вдоль силовых линий магнитного поля, эффективно ионизуя газ, а ионный ток на подложку может быть больше тока магнетрона даже при расстоянии между мишенью и подложкой порядка нескольких десятков сантиметров. Подобный вторичный разряд напоминает разряд в ячейке Пеннинга, его недостатком является большая радиальная неоднородность ионного тока на подложке, вызванная неоднородностью распределения на ней нормальной составляющей магнитного поля.

### ***3.2.2 Системы с магнитной изоляцией стенок разрядной камеры***

Было предложено для повышения однородности плотной объёмной плазмы использовать многополюсную магнитную систему, создающую сильное поле только около стенок камеры [163,238]. При этом внутри камеры и около подложки поле должно быть слабым.

МРС с такой магнитной системой показана на рис. 3.5, где первичным генератором плазмы служит магнетрон с мишенью, а камера окружена системой из дополнительных магнитов. Периферийное магнитное поле препятствует диффузии плазмы к

стенкам и действует как магнитная ловушка для плазменных частиц, но не мешает выравниванию концентрации заряженных частиц внутри системы. Конфигурация поля, показанная на рис. 3.5, называется *остроугольной* или *касповой* (от английского слова *cusp*). Она часто применяется в ионных источниках с объёмной плазмой и периферийным магнитным полем [91,239].

Эксперимент показал, что плотность ионного тока на подложку превосходит  $2 \text{ мА/см}^2$  даже при напряжении её отрицательного смещения меньше 60 В. Подложки могут быть удалены от мишени на расстояние до 20 см без ослабления ионного тока. Неоднородность плазмы составляла около 10 % в пределах этого расстояния при давлении аргона 0,5 Па [238].

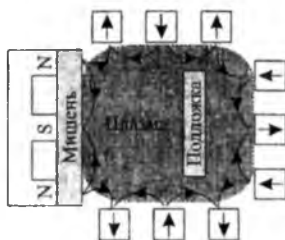


Рис. 3.5. МРС с магнитной изоляцией стенок разрядной камеры

В табл. 3.1 приведены данные, для рассмотренных МРС. Из их анализа следует, что МРС с несбалансированной магнитной системой и магнитным полем типа, как на рис. 3.4б и рис. 3.5, позволяют реализовать ионно-

стимулированные процессы осаждения плёнок и наносить покрытия на большие поверхности и изделия со сложной формой.

Табл. 3.1. Характеристики МРС с различной конфигурацией объёмного магнитного поля [163]

Тип МРС	Индукция около подложки [мТ]	Индукция около стенки [мТ]	Плотность ионного тока на подложке [ $\text{мАсм}^{-2}$ ]	Однородность ионного тока на подложке	Расстояние мишень-подложка [мм]	Давление аргона [Па]
Обычная (рис. 3.4а), с локализованным магнитным полем	0,1	0,1	0,5	Большая	50	0,1-1
Со слабым боковым полем, рис. 3.4б	0,5	0,1	0,5-2	Малая	50-100	0,1-1
С сильным боковым полем, Рис. 3.4в	5	1	1-10	Малая	50-500	0,05-10
С многополюсным магнитным полем, рис. 3.5,	2	100	1-10	Большая	50-500	0,02-1

В частности, с их помощью наносились высококачественные покрытия из нитрида титана [237,238], оксидов алюминия, циркония, иттрия [166], а также кубического нитрида бора [240].

### **3.2.3 Системы с рассеиванием магнитного поля в боковую сторону от подложки, магнитное “смещение” подложки**

Теперь рассмотрим другой вариант несбалансированной магнитной системы (рис. 3.4в), у которой внутренний полюс генерирует больший поток, чем внешний. В этом случае силовые линии, не замыкающиеся через катод на внешний полюс, идут вбок, в сторону от подложки, к стенкам. Это затрудняет диффузию плазмы к подложке и сильно снижает концентрацию ионов около неё, так что плотность ионного тока на подложку  $\ll 1 \text{ мА/см}^2$  [19,171,172]. Подобную конфигурацию поля можно создать и в обычной МРС (рис. 3.4а), если использовать дополнительную внешнюю катушку с магнитным потоком, направление которого противоположно направлению потока от внешнего полюса.

Ионное воздействие на рост плёнок в этом случае малоэффективно. Кроме того, такая конфигурация магнитного поля затрудняет возникновение и поддержание разряда при низких давлениях из-за сноса электронов к стенке. Было показано [19,241], что такие условия вполне подходят для получения сильнопористых структур с развитой поверхностью для химически активных плёнок, катализа, пиррофорных материалов, неотражающих покрытий.

Система с рассеянным от подложки магнитным полем, как на рис. 3.4в, хорошо подходит для осаждения плёнок, чувствительных к воздействию заряженными и другими высокоэнергетичными частицами, в частности, эпитаксиальных сверхпроводящих плёнок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  [303].

Для управления потоком заряженных частиц к подложке также применяют “магнитное смещение” (*magnetic biasing*) [124,141,142,181,242-244]. Для этого позади подложки дополнительно помещают катушку или постоянный магнит. Если

направление силовых линий дополнительного магнитного поля совпадает с полем магнетрона (как на рис. 3.4б) и поток плазмы как бы фокусируется перед подложкой, то возрастают плавающий потенциал подложки и ионный ток, соответствующий этому потенциалу. При противоположном направлении поля поток плазмы расфокусируется (как на рис. 3.4в), и снижаются плавающий потенциал и мощность ионного потока. Таким образом, магнитное смещение позволяет оперативно управлять ионно-стимулированным процессом, не меняя режима работы магнетрона.

В [244] магнитное смещение было реализовано в МРС с двумя несбалансированными магнетронами. Последние имели противоположную полярность магнитных систем и располагались над подложкодержателем, под которым находилась дополнительная катушка. При одном направлении тока катушки на подложке фокусировался ионно-плазменный поток одного из магнетронов, при другом направлении фокусировался, соответственно, поток от другого магнетрона, что позволяло регулировать интенсивность ионной бомбардировки для каждого магнетрона и получать многослойные структуры. Плотность ионного тока на подложку достигала  $6 \text{ mA/cm}^2$ , а отношение потока ионов к потоку осаждающихся атомов было  $\sim 20$ .

В заключение этого раздела сравним системы с плоской мишенью (рис. 3.4) с цилиндрическими МРС, у которых соленоид создает магнитное поле во всем пространстве между катодом-мишенью и подложкой, как на рис. 3.1(а,б). Можно видеть, что в цилиндрических системах силовые линии магнитного поля одновременно параллельны поверхности подложки, т.е. как в МРС на рис. 3.4в, и параллельны поверхности катода, как на рис. 3.4(а,б). Таким образом, в цилиндрических МРС реализуются облегченные условия поддержания магнетронного разряда и высокая плотность плазмы, но подложка магнитоизолирована от неё, и плотность ионного тока на неё составляет всего лишь несколько процентов от плотности разрядного тока. Положение торцевого анода определяет радиальную координату анодной эквипотенциали и

условную границу плазмы из-за ухода электронов на анод по силовой линии магнитного поля. При приближении границы плазмы к поверхности подложки и при подаче отрицательного смещения на подложку можно извлекать на неё ионный ток. Однако типичные значения концентрации ионов около подложки в цилиндрической стержневой МРС (как на рис. 3.1а) в десятки раз меньше концентрации ионов около поверхности катода, поток ионов составляет 10-20 % от величины потока осаждающихся атомов, а плавающий потенциал подложки на несколько вольт выше потенциала анода [108]. В случае МРС с цилиндрическим полым катодом-мишенью (рис. 3.1б) концентрация ионов около оси составляет 30 % от концентрации ионов около поверхности катода, поток ионов – 20-30 % от потока распылённых атомов, а плавающий потенциал – на 20-30 В ниже потенциала анода [108]. При размещении подложки не внутри полого катода, а снаружи (как на рис. 3.1б) возрастает плотность ионного тока, но снижается скорость нанесения плёнок.

### **3.3 МРС с несколькими мишенями и размещением подложек в замкнутом магнитном поле**

Описанные выше МРС имеют одну мишень; что приводит к пространственной неоднородности потока распылённого материала. В случае несбалансированных магнетронов это также приводит к неоднородности ионного воздействия на подложку. Очевидный путь повышения однородности – применение МРС с двумя и большим количеством мишеней или магнетронов [19]. Так, известны установки, содержащие 24 магнетрона [9], но, поскольку системы с двумя магнетронами – наиболее простые, они получили наибольшее распространение.

Магнетроны могут работать как независимые модули или взаимосвязано. В [28,35,36,135,190-193,201,202,217-218,245] пара магнетронов, расположенных рядом (компланарно) или напротив друг друга, имеет связь по питанию, а именно: на них подается знакопеременное напряжение, при котором каждый из

магнетронов выполняет поочерёдно роль катода и анода, но магнитные поля этих магнетронов были не зависимы. При использовании сильных магнитов можно создать объединённую многополюсную систему для обоих магнетронов [19,177,246,247]. На рис. 3.6 показаны два варианта таких МРС: зеркальная конфигурация при одинаковых полярностях магнитов в магнетронах и замкнутая конфигурация при противоположных полярностях магнитов (*closed-field configuration*).

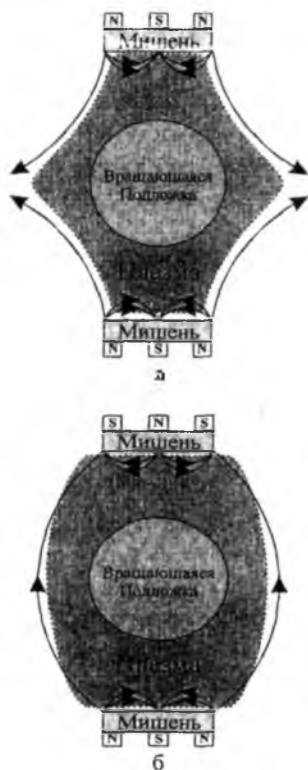


Рис. 3.6. МРС с 2-мя магнетронами и объёмным магнитным полем: а – зеркальная конфигурация магнитного поля, б – замкнутая конфигурация поля

В первом случае силовые линии бокового поля направлены к стенкам, что приводит к уходу на них заряженных частиц и снижению плотности плазмы в центральной части системы (рис. 3.6а). В замкнутой конфигурации силовых линий магнитного поля (рис. 3.6б) плазменные частицы удерживаются в системе. Это приводит к многократному повышению концентрации ионов вокруг подложки по сравнению с зеркальной системой и МРС с одинарным магнетроном (рис. 3.4б).

В табл. 3.2 приведены параметры процесса осаждения плёнок циркония путём его распыления в атмосфере аргона в трёх модификациях МРС. Одна из них схематически

показана на рис. 3.6б (2 магнетрона с замкнутой конфигурацией магнитного поля), вторая на рис.3.6а (2 магнетрона с зеркальной конфигурацией магнитных силовых линий) и третья на рис. 3.4б (одиночный магнетрон с несбалансированным полем).

**Табл. 3.2.** Параметры процесса осаждения плёнок Zr в MPC с различной конфигурацией магнитных силовых линий [248]

L [мм]	Скорость осаждения [нм/мин]			Плотность ионного тока на подложку [мА/см <sup>2</sup> ]			Отношение потока ионов к потоку атомов на подложку		
	Рис.3.6б	Рис.3.6а	Рис.3.4б	Рис.3.6б	Рис.3.6а	Рис.3.4б	Рис.3.6б	Рис.3.6а	Рис.3.4б
Тип MPC									
80	242	250	253	3,45	1,59	1,65	1,32	0,56	0,56
110	128	145	133	3,12	1,30	1,50	2,13	0,78	0,94
150	85	88	82	2,93	1,10	1,17	3,01	1,09	0,98
Примечание: L – расстояние мишень-подложка; расстояние между мишенями – 550 мм; ток разряда – 4 А; отрицательное напряжение подложки – 50 В; давление Ar – 0,133 Па									

Из данных таблицы видно, что все три MPC дают примерно одинаковую скорость осаждения плёнки, но система с замкнутой конфигурацией магнитного поля (рис. 3.6б) обеспечивает наибольшие величины плотности ионного тока на подложку и отношения потока ионов к потоку нейтральных атомов, осаждающихся на подложке [248]. Разница между системами возрастает при увеличении расстояния  $L$  между мишенью одного из магнетрона и подложкой. Таким образом, изменяя конфигурацию магнитного поля в камере и расстояние  $L$ , можно регулировать степень ионного воздействия на подложку.

Исследования двухмагнетронных систем с различной конфигурацией силовых линий магнитного поля показали, что MPC с замкнутой конфигурацией поля особенно предпочтительны для применения в камерах больших размеров и обработки крупных изделий. Так, высококачественные плёнки TiN были получены при расстоянии от мишени до подложки около 800 мм [163]. Причем увеличение индукции постоянных магнитов приводит к повышению концентрации ионов в центральной части системы. При хорошо сконструированной магнитной системе в MPC типа, как на рис. 3.6б, было получено



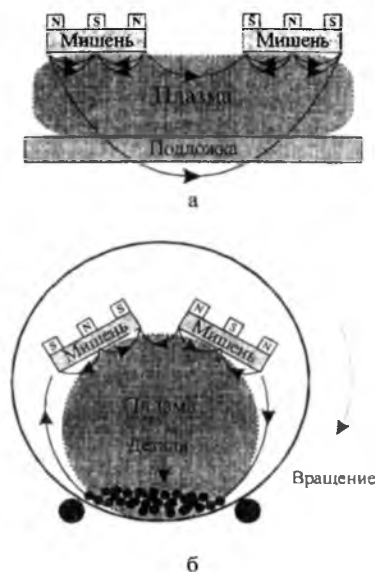


Рис. 3.7. MPC с замкнутой конфигурацией магнитного поля для нанесения покрытий на плоскую подложку и мелкие детали

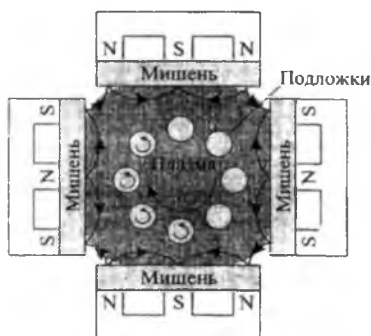


Рис. 3.8. MPC с 4-мя магнетронами и замкнутой конфигурацией магнитного поля [176,177,252]

отношение потока ионов к потоку распылённых атомов титана на подложку в диапазоне 1,4-6,3 [246].

Замкнутые конфигурации магнитного поля можно создавать и для двух магнетронов, расположенных в одной плоскости. На рис. 3.7а показана компланарная система для нанесения покрытий на плоскую движущуюся подложку, а на рис. 3.7б — для запыления мелких деталей во вращающемся барабане [19,249,250].

Замкнутую конфигурацию магнитного поля можно создать и с большим количеством магнетронов [19,163,177,226,251]. Пример такой MPC с четырьмя магнетронами и помещённым между ними карусельным подложкодержателем показан на рис. 3.8 [18,176,177,252]. В этой системе создано многополюсное магнитное поле, как на рис. 3.5, но генерируется более плотная плазма и достигается большая однородность наносимых слоёв.

Для полноты изложения вопроса об использовании

замкнутого магнитного поля в технологии магнетронного распыления рассмотрим историю разработки данного вопроса известным английским специалистом Д. Тиром (D. Teer) [176]. В конце 80-десятих годов прошлого столетия он создал мульти-магнетронную систему распыления. Первоначально, в этой системе применялись магнетроны со сбалансированным полем, что позволяло получать покрытия из TiN только с малоплотной столбчатой структурой, поскольку была слишком мала плотность ионного тока на подложки. Переход к магнетронам с несбалансированным полем позволил повысить плотность ионного тока и улучшить качество слоёв TiN на простых по форме подложках, но этого было недостаточно для обработки трёхмерных объектов. И тогда (в 1990 г.) был сделан революционный шаг в магнетронной технологии [177], заключающийся в связывании магнитных силовых линий соседних магнетронов для образования магнитной ловушки для плазмы магнетронного разряда. Вначале, Д. Тир использовал три магнетрона, но получившаяся конфигурация поля не была полностью замкнутой – магнитные силовые линии образовывали “щель”, через которую уходили из разрядного объёма плазменные частицы. Этот недостаток был устранён введением в систему четвёртого магнетрона, с которым магнитное поле в камере стало полностью замкнутым (как на рис. 3.8). Затем стали применять сильные постоянные магниты из композиции Nd-Fe-B для максимизации уровня несбалансированности магнетронов и усиления эффекта магнитной ловушки, что привело к дальнейшему повышению плотности ионного тока на подложку.

На рис. 3.9 приведены вольтамперные характеристики подложки, полученные Д. Тиром для МРС с различной конфигурацией магнитных силовых линий. Как видно, система с полностью замкнутой конфигурацией силовых линий обеспечивает наибольшую плотность ионного тока на подложку и максимальный эффект от ионной бомбардировки.

МРС с высокой степенью ионизации отлично подходят для нанесения сложных по составу покрытий из оксидов, нитридов и карбидов путем распыления металлических мишеней в реакционной газовой среде. Системы с несколькими

магнетронами также идеально подходят для нанесения многокомпонентных покрытий, в том числе нитридов сплавов, так как мишени отдельных магнетронов могут быть из различных материалов. Регулируя мощность электрического питания отдельных магнетронов, можно изменять состав композиции. В качестве примера можно привести материалы типа (TiAl)N, (TiZr)N и (CrZr)N. MPC с замкнутой конфигурацией поля показали отличные результаты при нанесении слоёв твёрдой смазки типа дисульфида молибдена (материал MoST) и твёрдых износостойчивых слоев углерода (материалы Graphit-iC, Dymon-iC) [18,19,252], а также градиентных композиционных покрытий (Cr-Ti-N) с добавками углерода [251].

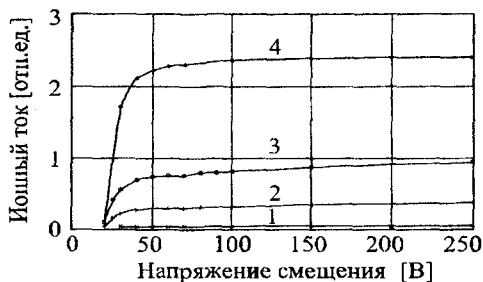


Рис. 3.9. Влияние конфигурации магнитного поля на ионный ток подложки при отрицательном смещении [176]: 1 – магнетрон со сбалансированным полем, 2 – магнетрон с несбалансированным полем, 3 – MPC с 3-мя магнетронами с неполностью замкнутым полем, 4 – MPC с 4-мя магнетронами и полностью замкнутым полем (плотность ионного тока составляет  $7 \text{ mA/cm}^2$  в последней MPC при напряжении смещения  $-50 \text{ В}$ )

### 3.4 MPC с двумя мишенями типа “электрическое зеркало” и размещением подложек вне магнитного поля

Для повышения эффективности ионизации газа в разряде при низком давлении газа и увеличения скорости распыления мишени может использоваться эффект “электрического зеркала” (*electric mirror*) в сочетании с магнитным удержанием плазмы и

вторичных катодных электронов. Для реализации этого эффекта необходимо, чтобы МРС содержала, как минимум, два катода-отражателя электронов, а силовые линии магнитного поля были направлены от поверхности одного катода к другому.

Эффект “электрического зеркала” заключается в следующем:

- электроны, эмитированные катодом и находящиеся в межэлектродном промежутке, ускоряются электрическим полем в прикатодном слое положительного пространственного заряда в сторону второго катода (или противоположной поверхности того же катода);

- пройдя точку пространства с максимальным потенциалом, электроны начинают тормозиться, и в точке с потенциалом, соответствующим их энергии, поворачивают обратно;

- затем электроны снова разгоняются, но в противоположном направлении, и опять тормозятся;

- подобный процесс повторяется многократно, а характер движения электронов напоминает процесс многократного отражения света от зеркал.

Осциллирующие электроны не могут сразу попасть на анод, расположенном сбоку от магнитных силовых линий, так как они удерживаются на траектории осцилляций магнитным полем (силовые линии электрического поля должны быть параллельны силовым линиям магнитного поля, а напряжённость магнитного поля должна быть достаточной для того, чтобы ларморовский радиус электронов был намного меньше размеров системы). Электроны перемещаются к аноду поперек магнитных силовых линий поля только после столкновений с молекулами газа и перескока на новую траекторию. Реальные траектории электронов носят сложный колебательно-вращательный характер, в результате чего существенно удлиняется путь электронов в межэлектродном промежутке, и они эффективно ионизуют газ.

Примером такой системы может служить ячейка Пеннинга, где электроны осциллируют вдоль магнитного поля между плоскими катодами<sup>1</sup>. Такая ячейка была применена для

<sup>1</sup> См. рис. 2.4.

распыления самим Пеннингом [95]<sup>1</sup>, а также в [253-255]. В [256] описана МРС с конфигурацией типа ячейки Пеннинга, но с электромагнитами и сильным сжатием разряда магнитным полем. Распыление титана в ячейках Пеннинга используется в высоковакуумных магниторазрядных насосах [99].

МРС на основе ячейки Пеннинга пригодны для распыления магнитных материалов, поскольку выполнение катода-мишени из таких материалов не приводит к шунтированию им магнитного поля. В этом случае катоды ячейки служат полюсными наконечниками. В планарных МРС с туннелеобразным полем такое шунтирование имеет место, так как магнитные силовые линии должны дважды пересечь тело мишени и идти параллельно её поверхности. В цилиндрических МРС мишень из магнитного материала также шунтирует магнитное поле. В [257-260]<sup>2</sup> описаны различные конструкции МРС типа “электрическое зеркало” для распыления магнитных материалов.

В системах, рассмотренных в предыдущих разделах, подложку размещали в пространстве между мишенями, преследуя цель достижения высокой плотности ионного тока на неё для выполнения ионно-стимулированного осаждения. В противоположном случае, когда подложка и осаждаемый на ней слой не должны подвергаться воздействию высокоэнергетичных частиц (отражённых от катода нейтрализовавшихся ионов рабочего газа, а также вторичных электронов и отрицательных ионов, ускоренных в катодном слое), подложку следует выносить из области, где могут быть такие частицы. Подобные щадящие условия осаждения необходимы для получения сложных по составу и структуре плёнок сегнетоэлектриков и сверхпроводников. Чаще всего подложку размещают сбоку от мишени (*off-axis systems*). Однако при использовании одинарного магнетрона резко снижается скорость осаждения. Были предложены более эффективные двухкатодные МРС с магнитным удержанием плазмы, которые не только повышают скорость осаждения плёнок, но и снижают нежелательное воздействие на плёнку.

<sup>1</sup> См. также раздел 2.2.

<sup>2</sup> См. также литературу, указанную в [256,258].

К таким системам относятся МРС типа “электрическое зеркало” с мишенями, обращенными друг к другу [260-264]. На

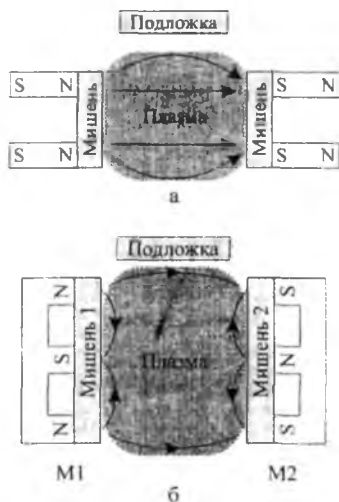


Рис. 3.10. МРС с 2-мя мишенями, обращенными друг к другу

рис. 3.10а приведен вариант подобной системы, в которой мишени размещены на разнородных полюсах магнитной системы (*facing targets*), анодом служат стенки камеры. В этой системе вторичные катодные электроны осциллируют вдоль осевого магнитного поля между катодами, т.е. их поверхность служит как бы электрическим зеркалом для электронов. Электроны одновременно движутся по циклоидальным траекториям в радиальном направлении к стенкам. Они проходят большой путь в межэлектродном простран-

стве, и в результате эффективно используется их энергия, полученная в прикатодном слое, для ионизации газа. Магнитные силовые линии ограничивают радиальную диффузию электронов и плазмы в целом и обеспечивают тем самым магнитную изоляцию подложки. Отраженные от катода ионы (в виде нейтральных атомов) и ускоренные отрицательные ионы попадают главным образом на противоположную мишень, а не на подложку. Очевидно, что процессы в МРС подобного типа и классической ячейке Пеннинга во многом аналогичны.

На рис. 3.10б показан вариант системы, где друг к другу обращены мишени планарных магнетронов с противоположной полярностью магнитных полюсов (*facing magnetrons*). Здесь также имеет место магнитная изоляция подложки, а электрические характеристики системы аналогичны характеристикам МРС на рис. 3.6б.

Отметим, что снижения воздействия на растущую плёнку высокоэнергетичных катодных электронов и отрицательных ионов, ускоренных в катодном слое, а также отражённых от катода высокоэнергетичных нейтральных атомов рабочего газа и других плазменных частиц удаётся достичь и в МРС с коротким полым цилиндрическим катодом-мишенью [145-147], которая представлена на рис. 3.2. Здесь высокоэнергетичные частицы и плазма отрицательного свечения сосредоточены внутри катодной полости, а подложка находится за её пределами.

В [265,266] предложены конфигурации электродов, напоминающие ячейку Пеннинга, но у которой один из плоских катодов заменён цилиндрическим (рис. 3.11). Здесь “электрическое зеркало” образовано двумя катодами, которыми служат две мишени – плоская и цилиндрическая; поверхность катодов пересекают силовые линии магнитного поля внешнего соленоида. Между катодами расположен анод, поверхность которого практически параллельна силовым линиям поля соленоида.

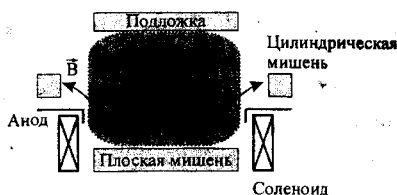


Рис. 3.11. МРС с плоской и кольцевой мишенями типа “электрическое зеркало”

Измерения показали [266], что основной вклад в генерацию потока распылённого вещества вносит цилиндрическая мишень, и профиль напылённых плёнок аналогичен профилю для МРС с цилиндрической мишенью. Плоский катод выполняет в основном роль

“электрического зеркала”, отражая электроны обратно в плазму.

Плотность плазмы в данной системе на порядок превосходит плотность плазмы в МРС с цилиндрической мишенью и достигает величины  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . При этом, скорость осаждения плёнок выше, а рабочие давления аргона ниже и находятся в диапазоне 0,1-0,001 Па. Открытость системы в сторону подложки позволяет осуществлять ионное стимулирование роста плёнок.

“Электрическое зеркало” для вторичных катодных электронов может быть создано с помощью компланарных (расположенных в одной плоскости) катодов-мишеней (дискового и кольцевого), если между ними поместить кольцевой анод, а сами катоды расположить на полюсах магнитной системы [267]. При этом анод не должен пересекать магнитные силовые линии, имеющие дугообразную форму. В этой МРС электроны также осциллируют между плоскими катодами вдоль силовых линий магнитного поля, не попадая на анод.

Эффект “электрического зеркала” может быть реализован и в системе с одним катодом, если снабдить его отражающими элементами. Такие торцевые элементы для отражения электронов были введены уже в МРС с цилиндрическим катодом-мишенью, см. рис. 3.1(а,б) [72], где силовые линии осевого магнитного поля направлены от одного торца к другому. В [163] описаны несколько МРС с плоскими катодами, которые снабжали с целью создания условий для отражения электронов либо кольцевыми выступами, либо выступающими над катодом полюсами магнитной системы, генерирующей радиальное магнитное поле, параллельное поверхности катода.

“Электрическое зеркало” автоматически создается в полном катоде, и известны МРС, у которых к плоскому катоду пристыковывали полый катод в виде цилиндрического стакана [149-151,268]. Это позволяло получать концентрацию ионов  $\sim 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а уровень ионизации осаждающихся Al и Cu – до 70 %. Пристыкованный полый катод улучшал использование материала плоской мишени магнетрона.

Было предложено [165,269] делать полости в теле самой плоской мишени для достижения полокатодного эффекта, а для облегчения возникновения разряда в полостях подавать в них газ с тыльной стороны мишени.

### 3.5 МРС с устройствами для дополнительной ионизации газа

Применение в МРС дополнительных устройств для ионизации газа обусловлено двумя основными причинами.



А. Необходимостью обеспечить работу МРС при пониженном давлении рабочего газа. Уменьшение давления способствует получению плёнок высокой чистоты, без примеси газа. Кроме того, низкие давления необходимы для минимизации углового рассеивания распылённых атомов, чтобы более-менее равномерно запылить стенки и дно глубоких канавок и окон на поверхности микроэлектронных структур с субмикронными размерами элементов без образования замкнутых пустот. При этом повышается эффективность щелевых коллиматоров потока распылённых атомов или [270].

Понижение рабочих давлений происходит в том случае, если вводимое в МРС дополнительное устройство способствует более эффективной ионизации газа.

Б. Необходимостью использовать эффекты ионной бомбардировки при осаждении плёнок и покрытий. Для этого надо увеличить концентрацию ионов в плазме около подложки, соответственно, повысить коэффициент ионизации газа и распылённого вещества и интенсифицировать магнетронный разряд, чему способствует дополнительный ионизатор.

Повышенная ионизация опять же необходима при осаждении слоёв внутри глубоких канавок и окон микроэлектронных структур. В этом случае на подложку (полупроводниковую пластину) подают отрицательное смещение, ионы ускоряются по нормали к плоскости подложки и перераспыляют вещество со дна канавок и окон на их стенки.

Таким образом, МРС с дополнительными устройствами для ионизации газа позволяют осаждать плёнки и покрытия с использованием эффектов ионного стимулирования или, иначе говоря, осуществлять I-PVD (IA-PVD или IE-PVD) технологию [21,22].

Самый простой способ дополнительной ионизации заключается во введении вспомогательного накаливаемого катода в виде спирали (рис. 3.12а), эмитирующего электроны в промежутки между мишенью и подложкой [271-276]. Для ускорения электронов к катоду (НК) и вспомогательному аноду (А) прикладывается напряжение порядка 400 В. Такой способ ионизации газа даёт определённые результаты, но на практике он не нашел широкого применения из-за очевидных недостатков.

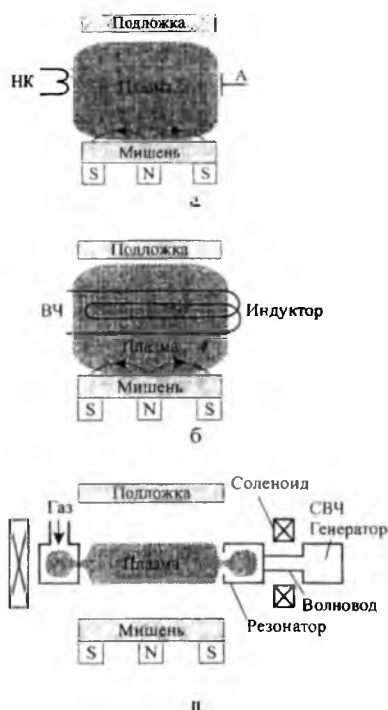


Рис. 3.12. МРС с дополнительными ионизаторами в виде накаливаемого катода НК (а), ВЧ-индуктора (б) и СВЧ-резонатора (в)

важные элементы, и в первую очередь ВЧ или СВЧ устройства [22,165]. Эти устройства хорошо зарекомендовали себя в термоионных системах, где они применялись для решения аналогичных задач [24] и ионных источниках [90,91,283,284]. Повидимому, первыми предложили вводить в распылительные системы ВЧ и СВЧ ионизаторы авторы [285-287].

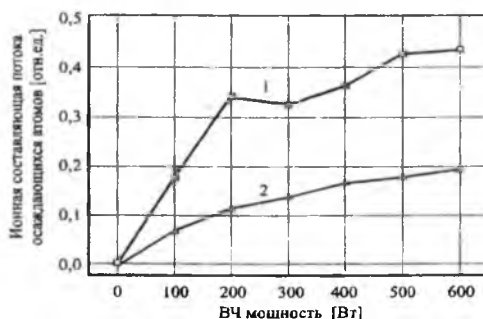
Наибольшее распространение получили ВЧ-системы с индуктором, охватывающим пространство между мишенью магнетрона и подложкой (рис. 3.12б), [163,184,185,288-298,299-302]. Частота питания индуктора составляет единицы-десятки

Возможно применение накаливаемого полого катода в виде тонкой трубки или набора трубок ("пакета макарон") из тугоплавкого металла (тантала или вольфрама), через который подается плазмообразующий газ [270,277-282]. Полая катод размещают около мишени магнетрона. Ток полокатодного разряда составляет единицы ампер при напряжении 50-70 В, а рабочее давление для магнетронного разряда понижается практически на порядок (до  $5 \cdot 10^{-2}$  Па).

Поскольку накаливаемые катоды нельзя эксплуатировать в среде реакционных газов, а также из-за сильного нагрева подложек тепловым излучением катодов, более предпочтительно применять для ионизации газа ненакали-

мегагерц. Такие системы ещё называют магнетронными системами с индукционной плазмой (*Inductively Coupled Plasma – Magnetron Sputtering*, ICP-MS [22]). В этих системах достигнута высокая степень ионизации газовых и распылённых частиц, и существенно снижены рабочие давления плазмообразующего газа, как и в MPC с несбалансированной магнитной системой и магнитным удержанием плазмы. В то же время индукционная система имеет более простую конструкцию – можно использовать обычный сбалансированный планарный магнетрон и индуктор простейшей формы в виде одного-трёх витков. Такая геометрия хорошо согласуется с плоскими полупроводниковыми подложками, которые применяются в микроэлектронике.

На рис. 3.13 приведены данные по относительной доли ионов  $\text{Cu}^+$  в потоке меди, осаждающейся на подложке в MPC с одновитковым ВЧ ионизатором [297]. Как видно, доля ионов составляет десятки процентов, когда ВЧ мощность превышает мощность питания магнетрона в несколько раз.



**Рис. 3.13.** Доля ионов в потоке распыленной меди, осаждающейся на подложке при использовании в MPC дополнительного одновиткового ВЧ ионизатора [297]. Давление аргона [Па]: 1 – 5,3; 2 – 2,66. Мощность питания магнетрона – 200 Вт

В MPC с индукционным ионизатором подают как немодулированное ВЧ, так и импульсное или низкочастотное напряжение на мишень магнетрона и подложку. Применение импульсной модуляции [184,185,285,298] позволяет решить несколько проблем, в частности, снизить тепловую нагрузку на

подложку, повысить равномерность распределения газа в системе, поднять электронную температуру в плазме индукционного разряда (наличие атомов металла в плазме снижает её величину) и увеличить ионный ток на подложку, предотвратить срывы в дуговой разряд при работе в среде реакционных газов. В МРС [285] применяется поочерёдная подача импульсов напряжения на мишень и подложку, что позволяет оптимизировать процесс осаждения плёнок повышенной чистоты и обеспечить удовлетворительное запыление ступенек в микроэлектронных структурах.

СВЧ-разряд с электронным циклотронным резонансом (ЭЦР, *electron cyclotron resonance, ECR*), как известно, может существовать при весьма низких давлениях ( $< 0,1$  Па), поэтому он также используется для дополнительной ионизации газа в МРС [22,178,304-311]. На рис. 3.12в показан СВЧ-ионизатор газа резонаторного типа, в котором для получения ЭЦР применяется соленоид, охватывающий резонатор. В [305] для ввода СВЧ-энергии в разрядную камеру применялась геликоидная антенна. В [306] одна и та же магнитная система, расположенная внутри цилиндрической мишени МРС, использовалась как для поддержания магнетронного разряда постоянного тока, так и для получения ЭЦР. В [311] также использовали цилиндрический магнетрон, но вне магнитного поля ЭЦР системы. В [307] СВЧ-разряд применялся для предварительной активации реакционного газа, напускаемого в МРС. Здесь надо отметить, что в СВЧ-системах часто используется распыление кольцевой мишени [22,178,304], которая не является катодом классической МРС, хотя очень вероятно, что при этом на мишени может возникать какая-то форма самостоятельного магнетронного разряда в магнитном поле рассеяния соленоида системы ЭЦР.

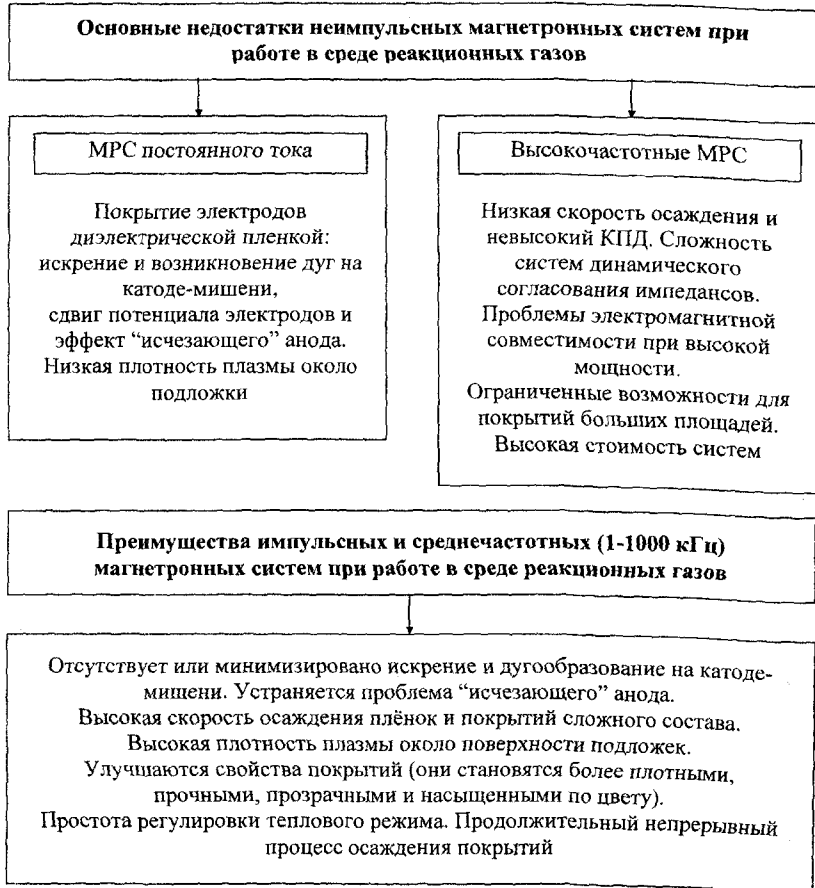
МРС с устройствами для дополнительной ионизации газа были созданы в первую очередь для технологии нанесения тонких плёнок на микроэлектронные структуры. Они применяются для осаждения металлов, в частности, Al, Cu, Ag, Ti, а также TiN, поликристаллического кремния и  $Al_2O_3$ .

#### 4 ИМПУЛЬСНЫЕ МРС

Необходимость получения тонких плёнок и покрытий сложного состава с использованием простых исходных веществ стимулировала разработку технологии распыления в среде реакционных газов. Обычно для этого используют разряды высокой частоты; реже, постоянного тока [2,4,9,10,186]. Первый способ применяется для распыления диэлектриков, состав которых близок к составу покрытий. Он имеет общеизвестные недостатки, присущие ВЧ системам, а именно: низкую скорость осаждения и невысокий КПД, сложность динамического согласования импедансов схемы питания, проблемы экранировки и опасности облучения персонала. Разряды постоянного тока позволяют распылять металлическую мишень более простого состава, но при этом возникают проблемы, связанные с частым возникновением дуг на мишени и “исчезновением анода” из-за образования на них диэлектрических слоёв в результате химического взаимодействия распылённого вещества с реакционным газом. Решить эти проблемы удалось при использовании для питания магнетронного разряда импульсного или синусоидального напряжения средней частоты (10-1000 кГц), при котором ток разряда представляет собой последовательность униполярных или биполярных импульсов [35,36,135,166,169,170,181,186-209]. Рис. 4.1 систематизирует основные недостатки неимпульсных (“классических”) МРС и преимущества новых импульсных систем при работе в среде реакционных газов.

Импульсные режимы питания магнетронов представляют интерес с точки зрения снижения тепловой нагрузки на подложку и мишень путем увеличения скважности импульсов или нанесения многокомпонентного покрытия путем поочерёдного короткоимпульсного распыления нескольких мишеней для получения практически однородного состава покрытия [193,204]. Кроме того, в импульсном режиме можно существенно увеличить

плотность разрядного тока и повысить степень ионизации распылённого вещества до 30-40 % и даже выше [22,71,210-212].



**Рис. 4.1.** Основные недостатки "классических" и преимущества импульсных МРС при работе в среде реакционных газов

Импульсный режим можно применять и для реализации в МРС нелинейных эффектов, обусловленных нелинейной зависимостью некоторых её параметров от мгновенной мощности

распыляющего разряда; для этого следует повысить амплитуду разрядного тока при сохранении средней величины тока. К таким эффектам можно отнести зависимость размера плазменной области и ширины зоны эрозии мишени от величины мгновенной мощности разряда. Так как в импульсном разряде зона эрозии шире, чем в разряде постоянного тока, то в первом случае можно позволяет получать более равномерные по толщине покрытия [211].

Некоторые параметры магнетронного разряда изменяются во времени от начала импульса тока. Например, в первые десятки микросекунд средняя энергия электронов в разряде выше равновесного значения, поэтому при работе с короткими импульсами (1-10 мкс) относительная степень возбуждения и активировки реакционного газа будет выше, чем при работе на постоянном токе или в режиме длинных импульсов [192,312,313]. Соответственно, в импульсном разряде выше концентрация ионов, чем в разряде постоянного тока. Зависимость соотношения амплитуд концентрации ионов (ионного тока на подложку) и импульсного разрядного тока от амплитуды последнего имеет возрастающий характер, хотя на первый взгляд такая зависимость должна отсутствовать [314].

Примером нелинейного эффекта может быть зависимость плотности упаковки, преимущественной ориентации, состава и параметров решётки тонкопленочного слоя, осаждаемого с одновременной ионной бомбардировкой, от энергии отдельных ионов при сохранении количества энергии, передаваемой одному осаждаемому атому [315]. В [193] показано, что переход от непрерывного магнетронного разряда к импульсному с той же самой средней мощностью приводит к заметному изменению (в лучшую сторону) параметров покрытий из нитрида титана.

Многие свойства покрытий зависят от скорости осаждения. В импульсных МРС можно увеличивать скорость распыления без перегрева мишени или подложки, сохраняя постоянной среднюю мощность разряда.

Следует отметить, что, хотя еще в конце 60-х годов было предложено применять импульсные режимы в технологии нанесения покрытий с помощью разрядов низкого давления

[179,180], только в 90-х годах импульсные MPC стали интенсивно внедряться в промышленную технологию. Основополагающий вклад в этом направлении был сделан Фраунгоферовским институтом по электронно-лучевой и плазменной технике (Fraunhofer-Institut für Electronenstrahl- und Plasmatechnik) в Дрездене, ФРГ, под руководством З. Шиллера [193].

Развитие импульсных MPC в целом соответствует общемировой тенденции все более широкого применения импульсных методов в технологии обработки поверхности, так как эти методы имеют ряд важных преимуществ перед обработкой в стационарных условиях. К импульсным ионно-плазменным методам обращаются всякий раз, как только возникают проблемы при обычной обработке с немодулированным воздействием, они дополняют другие виды импульсных электрофизических обработок (световую, электронно- и ионно-лучевую, тепловую, электрохимическую), а также импульсную молекулярно-лучевую эпитаксию, газо- и жидкостно-химическую обработку с импульсной модуляцией потоков реагентов [179,180].

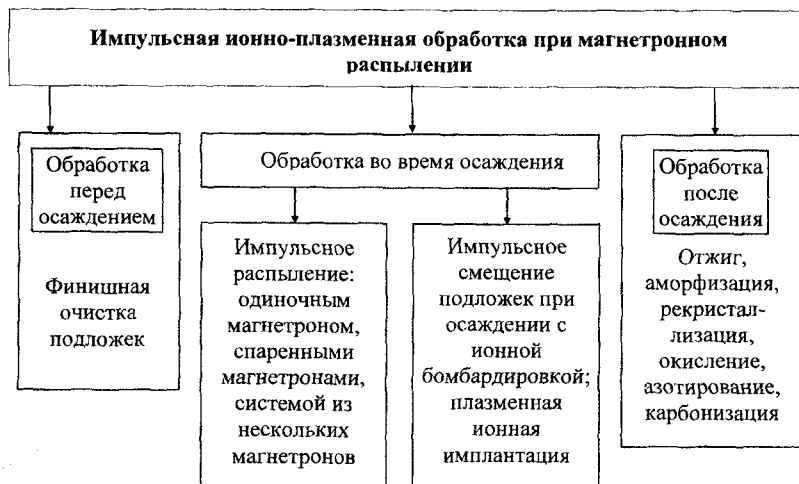


Рис. 4.2. Виды импульсных обработок при магнетронном распылении



Во время импульсных ионно-плазменных обработок объект, как правило, непосредственно контактирует с газоразрядной плазмой. Такие обработки, применяются для осаждения пленок и покрытий физическими и плазмохимическими методами, очистки и активирования поверхности, её ионного распыления, плазмохимического травления, легирования, отжига, модифицирования, а также термохимической диффузионной обработки (азотирования, карбидирования, аморфизации). На рис. 4.2 показаны примеры импульсных ионно-плазменных обработок при магнетронном распылении [193].

#### 4.1 Устройство и принцип работы импульсных МРС

В настоящее время на практике применяются три основные схемы импульсных МРС [19,135,193,316-320]: в виде одиночного магнетрона (рис. 4.3а), двойных или спаренных магнетронов, расположенных рядом и параллельно на одной стороне технологической камеры (рис. 4.3б), и с несколькими магнетронами, расположенными на разных сторонах технологической камеры, как правило, напротив друг друга (рис. 3.6-3.8).

Мишень импульсных МРС выполняется из проводящего материала, поэтому конструктивно импульсные магнетроны не отличаются от магнетронов постоянного тока, а напряжения их питания близки друг к другу (за исключением режима сверхмощных импульсов [22,71,210-212]). Материал изоляторов – обычный (керамика, фторопласт или капролон).

Электрическое питание МРС с одним магнетроном осуществляется униполярными импульсами отрицательной полярности или асимметричными биполярными импульсами (рис. 4.4). Отрицательная часть импульсов обеспечивает зажигание и поддержание распыляющего магнетронного разряда, а положительная – разрядку диэлектрических слоёв на мишени с целью предотвращения искрений и дуг.

При работе с реактивными газами диэлектрические слои образуются не только на поверхности мишени, но и на аноде, что приводит к проблеме “исчезающего анода”, а также на экранах и

стенках технологической камеры. Для снижения скорости образования таких пленок на аноде около него создают газовую завесу из аргона, для этого аргон подают непосредственно к поверхности анода или экрана, служащего анодом (рис. 4.3).

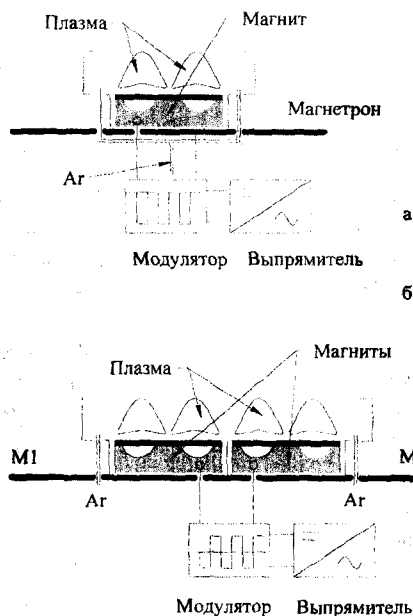
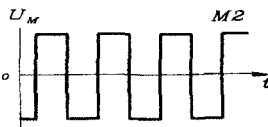
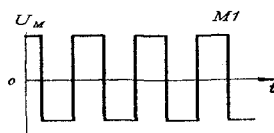
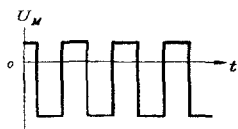
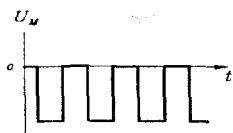


Рис. 4.3. Конструктивные схемы импульсных МРС. M1 и M2 – спаренные магнетроны, Ar – подача аргона

Более радикальное решение этой проблемы состоит в применении МРС с двумя магнетронами (рис. 4.3б), для питания которых применяются симметричные биполярные импульсы (рис. 4.5) или синусоидальное напряжение. В подобной МРС благодаря поочередной работе магнетронов в качестве катода и анода происходит периодическая очистка обоих мишеней от диэлектрических слоёв вследствие ионного распыления, и в результате эти МРС обеспечивают длительную непрерывную работу в среде реакционных газов. Более подробно проблема дугообразования рассмотрена в разделе 4.2.



**Рис. 4.4.** Униполярные (вверху) и асимметричные биполярные (внизу) импульсы для питания МРС с одним магнетроном (рис. 4.3а)

**Рис. 4.5.** Симметричные биполярные импульсы для питания МРС с двумя магнетронами (рис. 4.3б); вверху для M1, внизу для M2

Обычно импульсный режим реализуется в виде непрерывной последовательности униполярных или биполярных импульсов, равномерно распределённых во времени; при этом частота повторения импульсов составляет десятки-сотни килогерц, а длительность импульсов — единицы-десятки микросекунд. Импульсную работу магнетронов можно также организовать путём группировки импульсов в отдельные пакеты или пачки, т.е. в виде так называемого пакетно-импульсного режима. В работе [314,321] такой режим позволил существенно повысить частоту повторения импульсов, не увеличивая тепловой нагрузки на распылительную систему. В [322] пакетно-импульсная модуляция использовалась в источнике питания магнетрона на базе газоразрядного таситрона с относительно малым допустимым средним током, но большой амплитудой разрядного тока. Пакетно-импульсный режим также рекомендовался для использования в термоионных устройствах для осаждения плёнок с индукционным ионизатором металлического пара [323]. В последние годы исследованиями и разработками пакетно-импульсных режимов для магнетронов и других ионно-плазменных устройств интенсивно занимаются в Германии [324,325]. На рис. 4.6 приведены временные диаграммы, иллюстрирующие данный режим питания импульсных МРС.

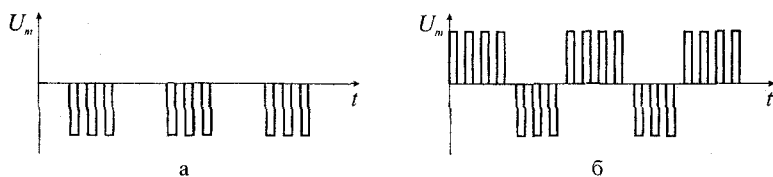


Рис. 4.6. Пакетно-импульсная модуляция униполярного (а) и биполярного (б) напряжения питания МРС

В работе импульсной МРС можно выделить три основных периода: стартовый, квазистационарный – на вершине импульса тока и послеразрядный [314,321,326].

В стартовый период происходит формирование распыляющего разряда: разрядный ток нарастает до некоторого равновесного значения, определяемого параметрами цепи питания. Когда пауза между импульсами велика ( $> 1$  мс) и мала концентрация остаточных заряженных частиц в разрядном промежутке, формирование распыляющего импульсного разряда происходит каждый раз заново со временем запаздывания порядка десятков микросекунд и его большим разбросом [314,321,326]. Это, в свою очередь, приводит к флуктуации длительности импульсов разрядного тока и даже их пропускам.

Минимизация времени запаздывания (до нескольких микросекунд) и его разброса достигается поддержанием в МРС слаботочного подготовительного разряда постоянного тока, создающего некоторую начальную концентрацию заряженных частиц. Исследования показали [314,321], что в период запаздывания после подачи импульса напряжения в МРС может возникать слаботочный высоковольтный разряд, который так же, как и специально создаваемый подготовительный разряд, набирает некоторую критическую концентрацию частиц, после чего начинается собственно процесс формирования распыляющего разряда.

В случае малоиндуктивной цепи питания продолжительность последнего процесса определяет длительность переднего фронта импульса разрядного тока. Время формирования разряда можно также оценивать временем, во время которого напряжение на магнетроне снижается от амплитудного значения до

равновесного, соответствующего напряжению поддержания разряда. Время формирования составляет единицы-десятки микросекунд и зависит от разрядных условий.

Время запаздывания и формирования распыляющего разряда снижаются при увеличении амплитуды импульсов напряжения и давления газа: первое – за счет повышения коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии катода-мишени, второе – из-за увеличения частоты столкновений электронов с газовыми молекулами. Время формирования возрастает при повышении амплитуды импульса тока, поскольку увеличивается время, необходимое для генерации большей концентрации заряженных частиц. В МРС с “несбалансированным” магнитным полем время запаздывания снижается по сравнению с “классическими” МРС, имеющими магнитное поле, локализованное около мишени, из-за расширения области ионизации газа.

Повышение частоты повторения импульсов и уменьшение длительности токовой паузы приводят к возрастанию остаточной концентрации заряженных частиц и снижению времени запаздывания, так что при паузе менее 20-50 мкс отпадает надобность в подготовительном разряде [314,321]. Это условие автоматически соблюдается при использовании биполярных импульсов или среднечастотного синусоидального напряжения.

Квазистационарный период и распыление мишени начинаются с момента установления равновесного напряжения на распыляющем разряде. Равновесное напряжение близко к падению напряжения на разряде постоянного тока и составляет 400-900 В в зависимости от давления газа, конструкции и материала мишени, величины и конфигурации магнитного поля. Разрядное напряжение, как правило, слабо зависит от величины тока. Однако это более-менее точно выполняется при прямоугольных импульсах напряжения и тока длительностью порядка 100 мкс и больше. Этот случай представлен на рис. 4.7, где приведены упрощённые диаграммы напряжения и тока МРС при питании униполярными импульсами. Здесь пик на фронте импульса напряжения соответствует стартовому периоду, когда напряжение на магнетроне больше равновесного,  $F$  – частота повторения импульсов,  $T_1$  и  $T_2$  – длительности импульсов и пауз.

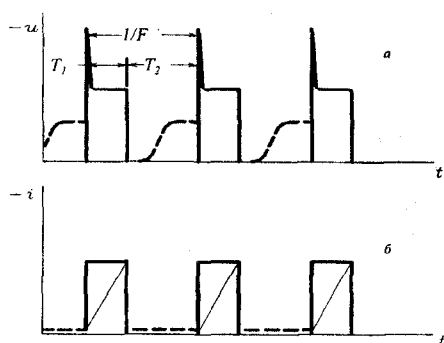


Рис. 4.7. Диаграммы униполярных импульсов напряжения (а) и тока (б) МРС с одним магнетроном

Иногда в цепь питания магнетрона включают дроссель, например, для ограничения амплитуды тока при срыве в дуговой разряд. В этом случае токовый импульс может иметь треугольную форму (тонкая линия на рис. 4.7б).

Если питание МРС осуществляется импульсами, амплитуда которых ненамного превышает напряжение поддержания разряда, паузы между импульсами значительные, а сами импульсы имеют длительность порядка или немного больше времени формирования, то распыляющий разряд не имеет равновесного значения напряжения, т.е. квазистационарной формы. Это наблюдается при использовании ёмкостных накопителей энергии в качестве генераторов напряжения и малого балластного сопротивления [327]. При этом передний фронт импульса тока составляет значительную часть импульса или же ток нарастает в течение всего импульса. Последнее приводит к треугольной форме токового импульса даже в цепи с активным характером импеданса (тонкая линия на рис. 4.7б). В этом режиме падение напряжения на разряде зависит от текущего значения разрядного тока, времени измерения и предыстории разряда, т.е. параметров предыдущего импульса тока и длительности паузы. Так, при импульсах длительностью до 20-50 мкс разряд имеет повышенное напряжение, которое на 100-200 В выше напряжения на разряде с длинными импульсами и сильно зависит от тока.

В послеразрядный период происходит деионизация (распад) остаточной плазмы магнетронного разряда. Основной механизм деионизации - амбиполярная диффузия заряженных частиц к стенкам камеры с последующей рекомбинацией на них.

Поскольку плазма прижата к поверхности мишени в области, где сосредоточено магнитное поле, рекомбинация происходит главным образом на мишени.

Следует отметить сильную пространственную неоднородность распределения концентрации заряженных частиц в плазме, что приводит к наличию высших диффузионных мод большой амплитуды и неэкспоненциальному характеру распада плазмы. Наличие в разрядной плазме нескольких групп электронов с различной температурой также приводит к неэкспоненциальному распаду. Иногда деионизацию аппроксимируют двумя экспонентами с постоянными времени несколько микросекунд и несколько десятков микросекунд [328].

Наличие магнитного поля усложняет механизм деионизации из-за его влияния на движение электронов. Из-за “закорачивания” силовых линий магнитного поля поверхностью проводящей мишени может наблюдаться раздельная диффузия электронов и ионов (первых вдоль линий, вторых – поперек) в области, где силовые линии параллельны поверхности мишени [100]. Из-за сильной неоднородности магнитного поля и соизмеримой длины пути вдоль и поперек силовых линий этот эффект, по-видимому, не сильно влияет на время деионизации.

При использовании униполярных импульсов и подготовительного разряда в паузе между импульсами наблюдается следующая картина (штриховые линии на рис. 4.7) [314,321,326,329]: после окончания импульса тока напряжение на магнетроне спадает почти до нуля из-за шунтирования послеразрядной плазмой межэлектродного промежутка – этот период можно назвать периодом избыточной ионной проводимости, а практически все напряжение источника питания падает на балластном сопротивлении подготовительного разряда. Затем по мере распада плазмы напряжение достигает значения, соответствующего напряжению поддержания подготовительного разряда. Время восстановления напряжения подготовительного разряда составляет несколько десятков микросекунд, и оно может служить мерой продолжительности процесса деионизации.

В случае асимметричных биполярных импульсов (рис. 4.4, нижняя диаграмма) деионизация происходит в положительный

полупериод, когда напряжение на магнетроне не достаточно для поддержания ионизационных процессов. Наличие напряжения не препятствует рекомбинации заряженных частиц на мишени и других поверхностях.

В случае симметричных биполярных импульсов (см. рис. 4.5) ионизация происходит в оба полупериода, но главным образом около магнетрона, имеющего отрицательный потенциал. В пространстве около второго магнетрона (который служит анодом) также происходит ионизация, но менее эффективно из-за отсутствия высокоэнергетичных вторичных электронов, генерируемых при бомбардировке мишени ионами и ускоряемых в катодном слое положительного пространственного заряда. В результате, в MPC со спаренными магнетронами в каждый полупериод происходит перераспределение концентрации заряженных частиц, сопровождаемое частичной деионизацией.

При питании MPC среднечастотным синусоидальным напряжением наблюдается аналогичная картина, но при работе на низкой частоте (50-400 Гц) происходит полная деионизация при напряжениях, меньше напряжения поддержания разряда, т.е. в области вблизи перехода через нуль [170].

Таким образом, газоразрядные процессы в импульсных MPC носят гораздо более сложный характер, чем в разряде постоянного тока или немодулированном ВЧ разряде.

#### 4.2 Проблема дугообразования при работе MPC с реакционным газом и способы её решения

Большая потребность в высококачественных тонких плёнках и покрытиях из диэлектрических материалов ( $Al_2O_3$ ,  $AlN$ ,  $SiO_2$ ,  $Si_3N_4$ ,  $TiO_2$  и др.) стимулирует поиск методов их высокоскоростного осаждения. Метод ионного распыления диэлектрической мишени в ВЧ разряде [2,4,9,10,186] позволяет получать такие плёнки, но при этом методе скорость осаждения во много раз меньше той, которая получается при распылении металлической мишени в разряде постоянного тока с последующим синтезом диэлектрика на подложке в среде



реакционного газа [188,330,331]. В итоге, с учетом всех проблем, связанных с использованием ВЧ техники, распыление диэлектриков с помощью ВЧ разряда годится только для лабораторной технологии. Однако высокоскоростное магнетронное распыление металлических мишеней на постоянном токе в реакционной среде привносит две проблемы – “исчезновение” анода из-за его запыления диэлектрическим веществом и образование дуг на мишени.

Способы решения первой проблемы подробно рассмотрены в [111], они включают в себя использование в качестве анода электродов с развитой поверхностью или в виде острий, непрерывное возобновление металлической поверхности, применение набора экранов, отстоящих друг от друга на определенном расстоянии, или высокотемпературный нагрев анода. Радикальный способ решения проблемы – использование в МРС двух магнетронов (рис. 4.3б), работающих поочередно в качестве катода и анода, и очистка поверхности мишени ионной бомбардировкой в период её работы в качестве катода [135,188,190-193].

Вторая проблема – дугообразование на мишени – связана с тем, что дуга является ненормальным режимом работы МРС. В нормальном магнетронном разряде генерация атомизованного потока вещества, осаждаемого в виде покрытия, происходит за счет ионного распыления мишени при разрядном напряжении в сотни вольт. При возникновении дуги напряжение снижается до нескольких десятков вольт и изменяется физика процессов. Образуются катодные пятна с высокой концентрацией мощности, где происходит плавление и испарение материала катода, сопровождаемое выбросом капель и твердых частиц, которые, попадая на подложки, существенно снижают качество покрытий. Кроме того, дуга представляет собой короткое замыкание для источника питания.

Причина дугообразования – следующая. Как известно, магнетронный разряд локализован над поверхностью мишени в области скрещенных электрических и магнитных полей, где силовые линии магнитного поля параллельны поверхности мишени (см. рис. 2.25 и рис. 2.31). Соответственно в этой области

мишень распыляется и образуется зона эрозии. Материал мишени при достаточно большой мощности разряда не успевает прореагировать с газом в зоне эрозии из-за непрерывного ионного распыления, и здесь поверхность мишени не содержит продуктов реакции. За границами зоны разряда плотность ионного тока быстро спадает до очень малой величины, при которой мишень практически не распыляется, но образуется слой диэлектрика в результате взаимодействия рассеянного распылённого материала с реакционным газом. Такой процесс называют “отравлением” мишени. Аналогичный слой образуется на всех поверхностях, куда попадает распыленный материал, т.е. на подложках (это полезный эффект), аноде и других элементах технологической камеры (это вредный эффект). Толщина слоя на мишени постепенно нарастает по мере удаления от зоны эрозии.

Во время существования магнетронного разряда некоторая часть ионов попадает на диэлектрический слой и заряжает его подобно конденсатору. Наибольшая напряженность поля в диэлектрике будет устанавливаться вблизи границ зоны эрозии, где слой диэлектрика наиболее тонкий, а плотность тока рассеянных ионов – наибольшая. В приближении постоянной плотности ионного тока, заряжающего диэлектрический слой, можно определить напряженность в слое по следующей формуле для плоского конденсатора:

$$E(t) = U(t) / \delta = j_i \Delta t / \epsilon_0 \epsilon, \quad (4.1)$$

где  $\delta$  – толщина слоя диэлектрика;  $j_i$  – плотность ионного тока вблизи границы зоны распыления мишени,  $\Delta t$  – время зарядки слоя;  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная и  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость. Для слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $j_i = 1\text{--}2 \text{ мА/см}^2$  скорость нарастания напряженности электрического поля составляет  $(3\text{--}6) \cdot 10^9 \text{ В/(см·с)}$ , а время  $\Delta t_{\text{кр}}$ , необходимое для набора критического (пробойного) значения напряженности поля  $(3\text{--}10) \cdot 10^5 \text{ В/см}$ , в типичных условиях магнетронного распыления составит  $0,1\text{--}1,0 \text{ мс}$  [193,328]. В [332] получено выражение для расчета времени установления критической напряженности поля с учетом уменьшения разности потенциалов между плазмой и слоем по мере его зарядки.

Пробой диэлектрика приводит к образованию униполярных и биполярных разрядов, соответственно, в виде искрений и дуг [193,316,317]. Униполярный разряд развивается на том же самом электроде (мишени) за счет энергии, накопленной в диэлектрическом конденсаторе, т.е. для униполярного разряда не нужен второй электрод. Ток разряда в канале пробоя замыкается током смещения заряженного слоя, при этом катодом униполярного разряда служит поверхность мишени под диэлектрическим слоем, а анодом - верхняя часть слоя и плазма. Энергия, накопленная в межэлектродной ёмкости магнетрона и паразитной ёмкости цепи питания также подпитывает разрядный процесс. Этот вид пробоя регистрируется по кратковременному снижению напряжения на магнетроне.

Пробой в виде униполярного разряда иногда называют искровым (*sparking*) или микродуговым (*microarcing*) разрядом. Рассеиваемая в нём энергия обычно не превышает 10-20 мДж. Затуханию этого процесса способствует быстрый разряд диэлектрического конденсатора, а также разряд или перезаряд межэлектродной ёмкости МРС и паразитной ёмкости цепи питания. Микродуговой разряд, как правило, не приводит к тяжелым последствиям для системы питания, но приводит к образованию дефектов на покрытии при осаждении на нём продуктов разрушения диэлектрика.

Кроме того, при пробое диэлектрического слоя может развиваться и мощная дуга ("*hard*" *arc*) между мишенью и каким-либо вторым электродом (анодом или деталями технологической камеры), к которому подключен положительный полюс источника питания. Вероятность такого процесса сильно зависит от материала мишени и рода реакционного газа, режима и электрической схемы питания МРС, в частности, она повышается при увеличении ёмкости и снижении балластного сопротивления и индуктивности в цепи питания. Особенностью мощной дуги является то, что требуется определенное время на восстановление системы, т.е. повторная подача напряжения после его кратковременного отключения может снова привести к возникновению дуги.

Этот процесс называют биполярной дугой, поскольку он требует наличия двух металлических электродов. При нём в месте пробоя диэлектрика образуется катодное пятно и плавится мишень. Если источник питания достаточно мощный, то установится квазистационарная вакуумная дуга, а продукты электрического взрыва диэлектрика, а также и материала мишени из катодного пятна, в виде пара, капель и твердых кусочков будут попадать на подложку. Система автоматической защиты источника питания выключит его и прервет тем самым дугу, но осаждаемое покрытие все равно будет иметь дефекты. Повреждение покрытия будет сильнее в случае мощных МРС, у которых в цепях питания (реактивных элементах, силовом трансформаторе) накапливается большая энергия, рассеиваемая в дуговом разряде при пробое диэлектрического слоя на мишени. При мощности питания порядка 10 кВт энергия, рассеиваемая в биполярной дуге, обычно составляет 0,1-0,8 Дж [316].

Искрение и особенно дугообразование на мишени при реакционном распылении имеют и тот результат, что серьезно нарушается равновесие в процессах взаимодействия реакционного газа с распылённым материалом в камере и на подложке из-за гистерезисной природы этих процессов. Восстановление нового равновесия требует определённого времени, что также неблагоприятно сказывается на качестве осаждаемого покрытия.

Биполярная дуга скорее всего инициируется униполярной микродугой, но на практике в киловаттном диапазоне мощностей биполярные дуги возникают в десятки-сотни раз реже, чем униполярные искровые пробои. Это означает, что энергии, накопленной в диэлектрическом слое, не всегда хватает для возникновения катодного пятна. Отсюда следует, что для уменьшения вероятности дугообразования необходимо: во-первых, предотвращать образование или, по крайней мере, снижать скорость образования диэлектрических слоёв на мишени; во-вторых, снижать напряжение заряда диэлектрических слоев; в-третьих, применять цепи питания, накапливающие малую энергию и не допускающие ввод накопленной энергии в канал пробоя.

Были предложены различные способы борьбы с этими явлениями, некоторые из них описаны в [135,193,316,317]. Положительный эффект дают введение экранов между мишенью и подложкой и напуск реакционного газа только в зону подложки; выполнение мишени в виде вращающегося цилиндра, у которого равномерно распыляется вся поверхность; введение в цепь питания индуктивности, тормозящей нарастание тока или обеспечивающей быстрый реверс напряжения на электродах для гашения дуги обратным напряжением; использование быстродействующих систем обратной связи, отключающих источник питания в случае дугообразования и/или закорачивающих разрядный промежуток МРС.

Можно также применить традиционный бездуговой метод распыления, основанный на использовании ВЧ разряда на частоте 13,56 МГц, но с заменой диэлектрической мишени в МРС на металлическую. В этом случае следует ожидать разрядки диэлектрического слоя электронным током из плазмы в положительный полупериод, и можно избежать накопления большого положительного заряда на слое и высокой напряженности электрического поля.

Однако ВЧ питание имеет свои недостатки, часть из которых уже отмечалась выше. К ним следует добавить еще два. Во-первых, скорость распыления металлов в ВЧ разряде (на частоте 13,56 МГц), по данным различных авторов [188,330,331], примерно в два раза ниже, чем в разряде постоянного тока той же мощности. Последнее объясняется различным характером распределения мощности между слоем положительного пространственного заряда около мишени и плазмой в разрядах постоянного тока и ВЧ типа.

Во-вторых, на высокой частоте из-за малой длительности полупериодов колебания напряжения диэлектрический слой скорее всего будет заряжен не ионами, т.е. положительно, а электронами, т.е. отрицательно, как в обычных ВЧ МРС с диэлектрической мишенью. Отрицательное напряжение также может вызвать пробой тонкого слоя диэлектрика, и хотя при таком пробое обычно не образуется катодное пятно, поскольку мишень является анодом диэлектрического конденсатора, однако

разрушение диэлектрика искровым пробоем и образование дефектов в осаждаемом покрытии могут наблюдаться.

Зажигания разряда переменного тока и эффекта разрядки диэлектрического слоя на металлической мишени можно достичь и на более низких частотах, чем 13,56 МГц. Действительно, толщина диэлектрического слоя на мишени составляет несколько микрометров, и если  $\epsilon$  материала слоя порядка 7, то обеспечивается достаточно низкое емкостное сопротивление слоя (около 100 Ом) при обычных размерах магнетрона на частоте 2,7 кГц. Если  $\epsilon$  будет достигать 40, разрядка слоя будет обеспечиваться на частоте 470 Гц. Эти значения частот можно считать нижним допустимым пределом.

Но многие авторы, в частности, [187,188.193], рекомендуют использовать частоты порядка нескольких десятков килогерц, и уже на частоте 10 кГц они получали диэлектрические плёнки путем распыления металла без каких-либо проблем с дугообразованием при мощности разряда около 500 Вт.

В случае МРС с одним магнетроном при его питании синусоидальным напряжением низкой или средней частоты разряд поддерживается только в отрицательный полупериод, и разрядка диэлектрического слоя происходит во время положительного полупериода за счёт электронного тока из деионизирующей плазмы [170]. Когда частота очень низкая, деионизация заканчивается в отрицательный полупериод, и разрядка может не произойти, если плазма успеет деионизоваться, пока модуль потенциала мишени превышает потенциал зарядки слоя. В последнем случае отсутствуют электроны, идущие на диэлектрик, который может зарядиться до высокого потенциала, даже до потенциала плазмы, за один или несколько периодов с последующим пробоем.

Кроме того, при работе на низкой частоте возрастает время зарядки слоя  $\Delta t$  (см. уравнение (4.1)), поэтому возникновение дуг на частотах ниже 10 кГц вполне вероятно. Очевидно, минимальную частоту можно с некоторым запасом определить величиной  $\Delta t_{\text{кр}}^{-1}$ .

Поскольку разрядка диэлектрического слоя должна осуществляться электронным током плазмы, который всегда

больше ионного, то длительность разрядки будет меньше длительности зарядки, и этот фактор не накладывает ограничений на верхний предел частот. Поэтому ограничение рабочей частоты сверху связано главным образом с техническими проблемами генерирования повышенных частот и согласования генератора с нагрузкой, а в некоторых случаях и со снижением скорости распыления. На практике верхнее значение рабочей частоты выбирают порядка 60-100 кГц.

Как уже отмечалось, недостатком МРС с одним магнетроном при питании синусоидальным напряжением является возможность распыления анода и элементов технологической камеры в положительный полупериод ионами из деионизирующейся плазмы, приобретающей потенциал положительно заряженной мишени. Этому недостатка лишена симметричная МРС со спаренными магнетронами (рис. 4.3б), [135,188,190-193]. Кроме того, в данной МРС благодаря тому, что разряд возникает в каждый полупериод, а мишени магнетронов попеременно играют роль катода и анода, разрядка происходит обязательно. Главное, чтобы слой не успел зарядиться до пробойного напряжения в отрицательный полупериод до начала разрядки. Поэтому и для МРС со спаренными магнетронами рекомендуется применять частоты в диапазоне 10-100 кГц и выше, при которых величина  $\Delta t$  меньше минимальной  $\Delta t_{кр} = 100 \text{ мкс}$  [193,328].

Все вышесказанное о возникновении и подавлении дуг при реакционном распылении металлических мишеней и питанием синусоидальным напряжением справедливо и для случая питания МРС прямоугольными импульсами. Так, максимальная длительность импульсов разрядного тока также не должна превышать  $\Delta t_{кр}$ , чтобы избежать чрезмерной зарядки диэлектрического слоя на мишени. Однако имеются и некоторые отличия в выборе параметров импульсов. Полную разрядку слоя можно обеспечить при импульсах различной формы: униполярных, асимметричных и симметричных биполярных.

При униполярных импульсах питания МРС с одним магнетроном (рис. 4.4, верхняя диаграмма) слой разряжают электроны из деионизирующейся плазмы, для которых

поверхность заряженного диэлектрика в паузе между импульсами является виртуальным анодом. Пауза не должна быть слишком короткой, чтобы электроны успели скомпенсировать накопленный ионный заряд, и при этом надо учитывать, что плотность электронного тока непрерывно спадает из-за деионизации плазмы, а напряжение на слое, притягивающее электроны, уменьшается из-за его разряда. В этом режиме рекомендуется длительность паузы выбирать на весь период деионизации, т.е. порядка 100 мкс и более. Очевидно, что в паузе между импульсами также происходит саморазряд слоёв за счёт тока проводимости диэлектрика.

Для разрядки диэлектрического слоя на мишенях одиночных магнетронов рекомендуется использовать биполярное напряжение, у которого длительность положительной части периода должна быть достаточной для разряда диэлектрического слоя. Рассмотрим случай так называемого асимметричного биполярного импульсного питания одиночных магнетронов (рис. 4.4, нижняя диаграмма), [316,317]. Здесь в отрицательную часть периода поддерживается распыляющий разряд с напряжением в сотни вольт и происходит заряд диэлектрического слоя на мишени ионным током, а в положительную часть периода осуществляется перезарядка диэлектрического слоя электронным током из деионизирующейся плазмы.

Наличие положительного напряжения на мишени во время паузы магнетронного разряда создает несколько положительных эффектов по сравнению с разрядкой слоя при униполярных импульсах. Во-первых, можно не только полностью разрядить слой, но и перезарядить его электронным током до некоторого отрицательного потенциала, даже численно равного модулю положительного напряжения на мишени. Это, в свою очередь, приведет к тому, что во время магнетронного разряда ионный ток должен сначала скомпенсировать электронный заряд, и результирующий ионный заряд будет меньше. Во-вторых, во время магнетронного разряда отрицательное напряжение на диэлектрическом слое будет складываться с напряжением разряда, что приведет к увеличению энергии ионов,



бомбардирующих слой, и к более эффективному его распылению и очистке “отравленной” мишени.

Но сильно увеличивать положительное напряжение перезаряда нецелесообразно из-за возможности распыления анода и элементов технологической камеры и загрязнения осаждаемого покрытия. Эксперименты показали, что положительное напряжение должно составлять 12-15 % от разрядного напряжения, т.е. около 40-100 В [316,317,328,333].

При асимметричном биполярном питании частоту повторения импульсов выбирают больше некоторой критической частоты, ниже которой постоянно возникают дуги на мишени магнетрона. Значение критической частоты зависит от различных факторов. Она возрастает при увеличении амплитуды разрядного тока и снижении длительности положительной части периода. На практике ее величина составляет десятки, а иногда и одну-две сотни килогерц [317,328].

Поскольку мгновенные значения тока электронов, перезаряжающих слой, существенно больше ионного, желательно генерировать положительные импульсы с помощью источника с характеристиками идеального генератора напряжения, т.е. с малым внутренним сопротивлением. Для создания отрицательных импульсов, питающих магнетронный разряд, как обычно, лучше применять источник с характеристиками идеального генератора тока.

Все вышесказанное можно отнести и к бездуговой работе симметричных МРС с металлической мишенью, питаемых симметричными биполярными импульсами (рис. 4.5). Для них также существуют критические частоты повторения импульсов, ниже которых возникновение дуг весьма вероятно. На рис. 4.8 приведены зависимости количества дефектов, отнесенных к  $1 \text{ см}^2$  поверхности покрытия из оксида алюминия и 1 нм его толщины, от частоты повторения биполярных симметричных импульсов [193], где кривая 1 относится к субстехиометрическому оксиду алюминия, кривая 2 – к стехиометрическому  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , прямая 3 характеризует предел обнаружения дефектов. К дефектам относили различные топографические несовершенства покрытия с размерами 1-10 мкм. Видно, что количество дефектов в

покрытии сильно зависит от  $F$  при частотах ниже определенного уровня. Для получения практически бездефектного светонепоглощающего слоя стехиометрического  $\text{Al}_2\text{O}_3$  методом реакционного распыления алюминия нужны частоты повторения более 50 кГц, а для неполного оксиду – более 70 кГц.

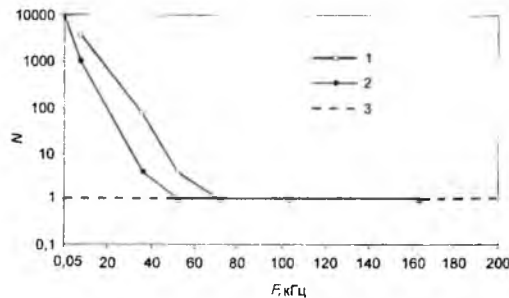


Рис. 4.8. Зависимость количества дефектов на  $1 \text{ см}^2$  покрытия из оксида алюминия от частоты повторения симметричных биполярных импульсов [193]

Очевидно, что критические частоты повторения импульсов при симметричном биполярном питании определяют условия, при которых диэлектрический слой на поверхности мишени не успевает зарядиться за время разряда на данной мишени до пробойного напряжения. Поскольку время перезаряда слоя, когда эта же мишень является анодом, равно длительности заряда, а напряжение перезаряда слоя электронами равно анодному падению напряжения разряда, которое существенно меньше катодного падения, то критическая частота повторения импульсов может быть приблизительно определена как  $(2\Delta t_{\text{кр}})^{-1}$ .

#### 4.3 Электрическое питание МРС с одним магнетроном

Для питания импульсных МРС с одним магнетроном можно применять синусоидальное напряжение [170,187,328,334.335], однако оно, как уже говорилось, создаёт в положительный полупериод опасность распыления анода и элементов

технологической камеры ионами из послеразрядной плазмы и загрязнения распылённым материалом осаждаемого покрытия. Кроме того, в положительный полупериод может возникать паразитный разряд, катодом для которого является анод или стенки камеры, что усиливает распыление последних. Некоторые синусоидальные системы питания требуют симметричной нагрузки для обоих полупериодов, что, естественно, не выполняется в случае одиночных магнетронов из-за их вентильности. Наконец, синусоидальное напряжение имеет пониженную эффективность, поскольку в значительную часть отрицательного полупериода мгновенное напряжение меньше напряжения поддержания разряда. В итоге генераторы синусоидального напряжения не нашли широкого применения для питания одиночных магнетронов.

Тем не менее, в определенной степени указанные недостатки можно преодолеть, если синусоидальное напряжение преобразовать каким-либо способом. Например, в [335] предлагается переменное напряжение выпрямлять двухполупериодным выпрямителем и подавать на магнетрон через модулирующий электровакуумный пентод. В [336,337] такое напряжение преобразуется с помощью одно- или трехфазных управляемых выпрямителей-удвоителей напряжения в униполярное импульсно-модулированное.

В [170,313,338] предлагается для среднечастотного питания применять схему с колебательным контуром ударного возбуждения, которая генерирует экспоненциальный радиоимпульс. Для возбуждения контура применяется водородный тиратрон, обладающий хорошими частотно-временными параметрами и имеющий намного меньшие потери энергии, чем вакуумные генераторные лампы. Магнетрон включается параллельно контуру и отбирает энергию от последнего в течение нескольких периодов свободных синусоидальных колебаний.

Наиболее часто для питания МРС с одним магнетроном применяют напряжение в виде униполярных или асимметричных биполярных прямоугольных импульсов (рис. 4.4). Эти импульсы создают условия более полного использования времени для

передачи энергии в разряд. Но надо отметить, что реальные формы импульсов напряжения и тока магнетронов имеют сложную форму, которая только напоминает прямоугольную.

Для генерации импульсов применяют различные схемы (модуляторы); некоторые описаны в [22,71,200,204,206-210,219,313,316,317,321,322,326,335-348]. Их разделяют на три группы:

- генераторы напряжения, которые имеют очень низкое внутреннее сопротивление и позволяют поддерживать заданное напряжение на нагрузке,

- генераторы тока, которые имеют очень большое внутреннее сопротивление и позволяют поддерживать заданный ток в нагрузке,

- источники смешанного типа.

На рис. 4.9 приведена схема импульсного модулятора первого типа [219,316]. Здесь К и А - катод (мишень) и анод МРС. Ёмкостной накопитель энергии С обеспечивает постоянство униполярного напряжения на нагрузке независимо от потребляемого тока. S - электронный модулирующий прибор с низким внутренним сопротивлением, например, транзисторный или таситронный ключ [219,322,341,342]. Источник напряжения

Е служит для заряда С.

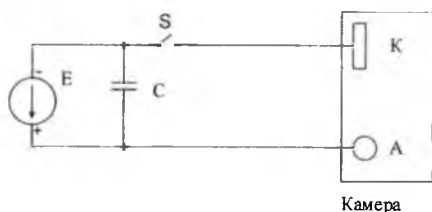


Рис. 4.9. Импульсный модулятор с ёмкостным накопителем энергии (С)

Эта схема позволяет получать амплитуду импульсов тока больше максимального тока источника Е, но имеет недостатки: значительные флуктуации тока и мощности разряда в случае нестабильной вольт-амперной характе-

ристики магнетрона, трудность возникновения и большие времена запаздывания и формирования разряда при включении S, обусловленные тем, что величина Е равна напряжению поддержания разряда, которая всегда меньше напряжения зажигания. Поэтому импульсы тока имеют длительность фронта несколько десятков микросекунд, а при длительности импульсов

порядка 10-50 мкс форма импульсов тока – треугольная (тонкая линия на рис. 4.76) [327]. Даже могут наблюдаться пропуски импульсов при большой паузе между ними.

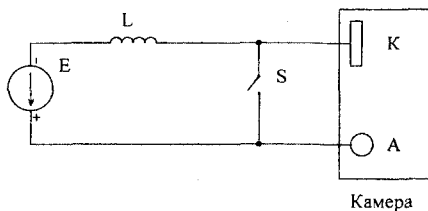
Кроме того, требуется быстродействующая система для выключения  $S$  в случае срывов магнетронного разряда в дугу, иначе в месте дугообразования выделится практически вся энергия, накопленная в ёмкости  $C$ , с последующим взрывом этого места. На практике, последовательно с прибором  $S$  включают балластное сопротивление или индуктивность для ограничения тока магнетронного разряда и энергии дуги, величину  $E$  выбирают больше напряжения поддержания разряда, чтобы создать избыток напряжения в период формирования разряда, и вводят устройство для создания подготовительного разряда в паузе между импульсами. В таком случае схема на рис. 4.9 перестает быть идеальным генератором напряжения.

Модулятор по этой схеме больше всего подходит для создания положительных импульсов напряжения на мишени для перезаряда диэлектрических слоев или для подачи импульсов отрицательного смещения на подложку.

Модулятор второго типа (генератор тока) можно построить по схеме, показанной на рис. 4.9, если в качестве ключа  $S$  взять мощную электронную лампу с большим внутренним сопротивлением типа лучевого тетрода или пентода [219,314,321,322,326,335,340]. В этом случае ток магнетрона будет определяться потенциалом управляющей сетки лампы, а величина  $E$  выбирается намного больше напряжения поддержания разряда, что ускоряет его формирование. В результате длительность фронта импульсов тока не превышает нескольких микросекунд. Подобный электронно-ламповый модулятор обладает высоким быстродействием, обеспечивает широкий диапазон регулировки параметров импульсов и эффективное ограничение и выключение токов короткого замыкания нагрузки или дуги. Его недостатком является пониженный к.п.д. из-за падения напряжения на лампе порядка 600 В и затрат на накал катода, а также некоторая громоздкость конструкции.

Известно, что индуктивность может служить источником или ограничителем тока, поэтому импульсный модулятор,

работающий в режиме генератора тока, можно создать на базе большой индуктивности  $L$ , включаемой последовательно с магнетроном (рис. 4.10) [219,316].



**Рис. 4.10.** Импульсный модулятор с дросселем передаёт в индуктивным накопителем энергии ( $L$ )

Когда электронный ключ  $S$  замкнут, ток источника  $E$  идет только через дроссель  $L$ , запасая в нём магнитную энергию. Когда ключ разомкнут, источник и дроссель поддерживают ток в магнетроне. Если разряд только небольшую часть своей энергии, то

импульсы тока имеют почти прямоугольную форму. В качестве ключа следует применять высоковольтные транзисторы. Недостаток этой схемы заключается в возможности появления перенапряжений в случае отсутствия разряда в магнетроне, но это, в свою очередь, стимулирует его зажигание в начале импульса и уменьшает время формирования разряда. Для снижения перенапряжений и защиты транзисторов от пробоев применяют специальные гасящие элементы и устройства.

В случае возникновения дуг их ток не может превысить ток дросселя, а быстрое аварийное включение  $S$  шунтирует нагрузку и гасит дугу. В итоге, при мощности разряда около 100 кВт энергия дуги не превышает 0,1 Дж. Индикатором образования дуги является уменьшение напряжения до величины меньше напряжения поддержания магнетронного разряда.

В этой схеме ток регулируется изменением напряжения  $E$ , величины  $L$  и скважности импульсов. Последнее позволяет применять нестабилизированный источник постоянного тока. Кроме того, можно применять источник с напряжением меньше напряжения поддержания магнетронного разряда.

Модуляторы смешанного типа применяют для генерации асимметричных биполярных импульсов, в соответствии с функциями каждого полупериода [316,317]. В отрицательный

полупериод поддерживается распыляющий разряд и модулятор должен работать как генератор тока. В положительный полупериод происходит перезарядка диэлектрических пленок на мишени электронным током, и модулятор должен работать как генератор напряжения. Данное сочетание характеристик модулятора можно получить в схеме, показанной на рис. 4.11 и являющейся комбинацией схем, приведенных на рис. 4.9 и рис. 4.10.

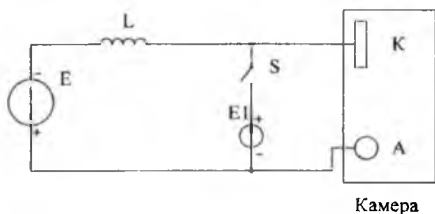


Рис. 4.11. Генератор асимметричных биполярных импульсов

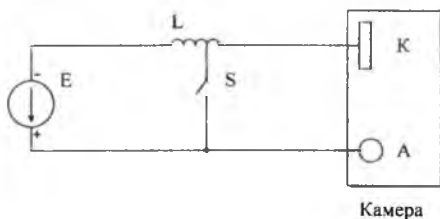


Рис. 4.12. Автотрансформаторная схема для генерации асимметричных биполярных импульсов [346]

поднимает напряжение на катode, пока не возникнет магнетронный разряд.

Было предложено для упрощения схемы убрать источник  $E1$  и сделать отвод от дросселя  $L$ , как это показано на рис. 4.12, т.е. превратить дроссель в автотрансформатор с коэффициентом трансформации порядка 8-10 на время положительного полупериода [204,316,346].

Здесь источник постоянного тока  $E$  и дроссель  $L$  генерируют и ограничивают разрядный ток магнетрона. При замыкании электронного ключа (транзистора)  $S$  к катоду-мишени магнетрона подключается положительный полюс источника  $E1$ , который осуществляет перезарядку диэлектрических слоёв на мишени с положительного потенциала (относительно катода) до отрицательного. Величина  $E1$  — не более 100 В, но ток этого источника не лимитируется. После выключения  $S$  дроссель  $L$

Здесь после замыкания ключа  $S$  отрицательное напряжение источника  $E$  трансформируется в положительное пониженное напряжение, которое прикладывается к катоду магнетрона. Подобная схема реализована в прерывателях тока (дугогасителях) типа SPARC фирмы Advanced Energy на мощность от 1 до 60 кВт и ток от 25 до 100 А: SPARC-LE 20 с частотой коммутации 20 кГц и длительностью положительной части 5 мкс, SPARC-LE II на частоту 2 кГц, SPARC-LE V на частоту 1-200 кГц и положительной частью 1-10 мкс [204]. Одно из их достоинств - возможность работы с независимым источником постоянного тока, что позволяет довольно просто модернизировать существующие MPC путем введения этих устройств в состав установок.

Двухканальная генерация асимметричных биполярных импульсов, по схеме как на рис. 4.11, используется в приборе RPG (*Reactive Plasma Generators*) фирмы ENI [206,317]. Отрицательное напряжение создается генератором тока мощностью 5/10 кВт при амплитуде тока до 10,5/21 А. Положительное напряжение создается генератором с малым внутренним сопротивлением. Амплитуда положительного напряжения устанавливается в пределах от 50 до 120 В. Частота следования импульсов может выбираться в диапазоне от 50 до 250 кГц, а коэффициент заполнения импульсов – в пределах от 0 до 40 %.

#### 4.4 Электрическое питание MPC с двумя магнетронами

Для получения симметричных биполярных импульсов, используемых для питания импульсных MPC с двумя магнетронами, применяют модуляторы, работающие в режимах генераторов напряжения и тока.

На рис. 4.13 приведена схема модулятора первого типа с мостовым ключевым элементом на четырёх транзисторах  $S1-S4$  и емкостным накопителем энергии  $C$  [208,316]. Здесь  $M1$  и  $M2$  – мишени симметричной MPC (рис. 4.36). Транзисторы включаются попарно:  $S1$  и  $S4$  в один полупериод и  $S2$  и  $S3$  во второй. По существу этот модулятор представляет собой



мостовой инвертор напряжения, и он имеет те же достоинства и недостатки, которые присущи схеме на рис. 4.9 [316].

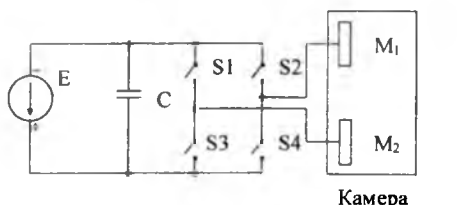


Рис. 4.13. Генератор симметричных биполярных импульсов с мостовым ключевым элементом

Для ограничения бросков тока и энергии дуги в цепь питания МРС включают балластный резистор или дроссель, шунтированный встречным диодом. В случае резистора существенно снижается к.п.д. модулятора, но форма импульсов тока

близка к прямоугольной. При малой индуктивности дросселя и из-за небольшого превышения  $E$  над напряжением поддержания разряда импульс тока может иметь треугольную форму (аналогично импульсам, показанным тонкой линией на рис. 4.76). В патенте [347] было заявлено включение двух дросселей на обеих сторонах мостового ключевого элемента, что расширяет пределы регулировок. В нём же предлагаются следующие ограничения на временные параметров импульсов:  $\tau_1, \tau_3 \geq 10$  мкс,  $\tau_2, \tau_4 \geq 5$  мкс в соответствии с диаграммой на рис. 4.14.

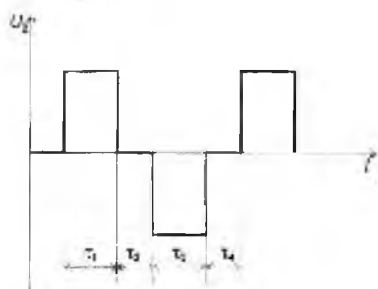


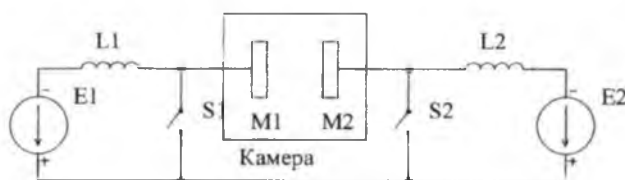
Рис. 4.14. Биполярные импульсы с паузами тока ( $U_2$  - напряжение на выходе ключевого элемента)

Паузы между импульсами уменьшают нагрузку на транзисторы S1-S4 во время переключения и исключают неконтролируемый сквозной ток в мостовом ключевом элементе, поскольку во время паузы происходит рассасывание зарядов в транзисторах, деионизация плазмы в МРС и уменьшается бросок тока при включении второй пары транзисторов. Пауза также

прерывает дуговой разряд, если он возник во время импульса тока, и предотвращает возникновение нового дугового разряда

или искрового пробоя на мишени магнетрона во время резкого нарастания напряжения на фронте следующего импульса.

На рис. 4.15 представлен двухтактный импульсный модулятор [204,316,348] с индуктивными накопителями энергии, построенный на основе однотактной схемы, приведенной на рис. 4.10. Модулятор работает в режиме генератора тока и обеспечивает получение биполярных прямоугольных импульсов тока и возможность независимой регулировки параметров отдельных частей импульсов.



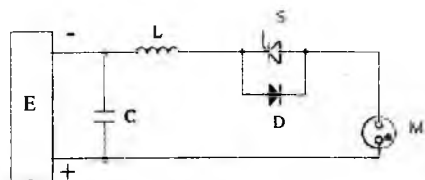
**Рис. 4.15.** Генератор биполярных импульсов с двумя индуктивными накопителями энергии ( $L_1$ ,  $L_2$ )

Модулятор содержит два регулируемых источника постоянного тока  $E_1$  и  $E_2$ . Дроссели  $L_1$  и  $L_2$  стабилизируют ток магнетронного разряда и его быстрое возникновение в начале обоих полупериодов. Длительность импульсов определяется временем разомкнутого состояния ключей (транзисторов)  $S_1$ ,  $S_2$ .

Этот модулятор обеспечивает продолжительную устойчивую работу МРС с реакционными газами и может применяться для поочередного распыления мишеней из различных материалов с целью получения многослойных наноструктур.

В процессах нанесения покрытий на теплочувствительные подложки или генерации импульсов с высокой плотностью ионного тока на мишенях МРС целесообразно увеличивать паузу между биполярными импульсами, как, например, в модуляторе, представленном на рис. 4.16 [169].

Импульсы тока отрицательной полярности формируются при разряде емкостного накопителя  $C$  через индуктивность  $L$  и тиристор  $S$  на магнетронную систему  $M$ . Обратный перезаряд  $C$  через диод  $D$  формирует импульс тока положительной полярности. Исходный заряд  $C$  производится от выпрямителя  $E$ .



**Рис. 4.16.** Тиристорный модулятор для генерации биполярных импульсов

Частота следования импульсов определяется генератором запускающих импульсов, подаваемых на управляющий электрод тиристора S.

Длительность и амплитуда импульсов регулируются путем изменения индуктивности  $L$  и емкости  $C$ , а также напряжения источника  $E$ . Минимальная длительность импульсов тока составляет 20 мкс при амплитуде до 100 А. Благодаря биполярному характеру импульсов тока и их относительно малой длительности МРС устойчиво работает с реакционными газами.

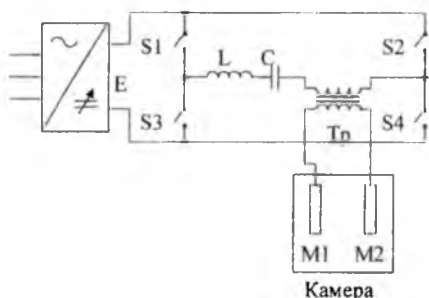
В настоящее время выпускается широкая гамма модуляторов для получения биполярных импульсов со следующими параметрами: выходное напряжение - до 1 кВ, средняя мощность - 3-100 кВт, импульсная мощность - 10-500 кВт, средний ток нагрузки - 3-30 А, импульсный ток - 10-500 А, частота повторения импульсов - до 60 кГц [204,208,209].

#### 4.5 Системы синусоидального тока для питания МРС с двумя магнетронами

Выше уже отмечались недостатки систем синусоидального тока и напряжения применительно к МРС с одним магнетроном: возможность загрязнения осаждаемых плёнок и покрытий из-за распыления анода и других частей технологической камеры с потенциалом, близким к анодному, а также проблема “исчезающего анода”. Однако в случае МРС с двумя мишенями эти недостатки устраняются, так как распыление и очистка мишеней происходит в оба полупериода.

К достоинствам систем питания синусоидального тока следует отнести меньшую стоимость, малую амплитуду ВЧ-гармоник и более простое решение вопросов электромагнитной совместимости, а также более легкие условия работы ключевых приборов по сравнению с генераторами прямоугольных

импульсов. Остаются проблемы детектирования дуг в синусоидальных системах (эта проблема рассмотрена ниже) и симметрии нагрузок для каждого полупериода. Действительно, МРС с двумя магнетронами по конструкции может быть симметричной, но даже небольшие различия между магнетронами, например, в величине магнитного поля приведут к асимметрии в токе и проблемам в системе питания, в частности, насыщении выходного трансформатора. Включение в выходную цепь конденсатора для устранения постоянной составляющей тока через трансформатор приведет к увеличению энергии, передаваемой дуге, в случае её возникновения.



**Рис. 4.17.** Резонансный двухтактный инвертор для питания МРС с двумя магнетронами

встречаются схемы типа двухтактных инверторов, мостовой вариант которого представлен на рис. 4.17 [316].

Инвертор при поочередной работе пар ключей S1/S4 и S2/S3 генерирует напряжение в форме меандра, которое через последовательный L-C контур, служащий резонансным фильтром, подается на первичную обмотку согласующего трансформатора. Благодаря L-C контуру ток в цепи трансформатора – синусоидальный, а вся система по своим характеристикам близка к генератору тока с большим внутренним сопротивлением. Регулирование мощности осуществляется путем изменения напряжения источника питания постоянного тока E или длительностью периода открытого

Синусоидальные токи можно получать с помощью разнообразных систем [170]. Одна из таких систем была представлена на рис. 4.16; она генерирует импульсы тока синусоидальной формы благодаря колебательному разряду накопительной емкости C на МРС через индуктивность L. Гораздо чаще

состояния ключей. Первый вариант более предпочтительный – при этом меньше искажается форма кривых тока и напряжения.

Диагностика коротких замыканий или дуг в синусоидальных системах более сложная, чем в импульсных. Поскольку реальные формы кривых токов и напряжений представляют собой искажённые синусоиды, очень трудно идентифицировать появление дуги по изменению формы кривых. Диагностика дуги по выходному току первичного источника постоянного тока – очень инерционная, а отключение этого источника не исключает передачи в дугу большой энергии, накопленной во всех элементах цепи питания. В простейшем случае можно вообще отказаться от активного дугоподавления, полагая, что дуги будут гаситься автоматически при переходе тока через нуль. Для детектирования дуг, способных существовать длительное время, можно определять среднеквадратичное падение напряжения на МРС в течение нескольких периодов, и при уменьшении этой величины ниже порогового значения запирают ключи S1-S4 в инверторе на период гашения дуги. Однако в последнем случае вся энергия, накопленная в трансформаторе, и связанных с ним цепями, будет передана в дугу, что может вызвать значительные разрушения мишени. Более быстрая (за один полупериод) система детектирования дуг основана на интегрировании мощности или тока в течение текущего полупериода и сравнении результата с интегралом за предыдущий полупериод. Большая разница между интегралами будет указывать на появление дуги. Наиболее эффективная система с минимальной энергией, передаваемой дуге, очевидно, должна реагировать на появление дуги в тот же полупериод, шунтировать разрядный промежуток МРС и рекуперировать энергию, накопленную в реактивных элементах, в первичный источник питания.

Измерение мощности в синусоидальных системах является проблемой из-за сложного характера импеданса магнетронного разряда и искажённых форм кривых тока и напряжения. Мощность, потребляемая от первичного источника постоянного тока, может служить только качественной оценкой мощности разряда из-за потерь в цепях генератора. Величина потерь может составлять 30-50 %. На низких и средних частотах мощность

разряда можно определить путем усреднения значений мгновенной мощности, которые, в свою очередь, получаются путем перемножения текущих значений тока и напряжения.

В настоящее время для питания МРС выпускаются генераторы синусоидального напряжения мощностью 2,5-100 кВт на частоту 20-100 кГц и мощностью несколько киловатт на частоту до 450 кГц [204,207].

#### 4.6 Особенности массопереноса на подложку при импульсном распылении

При немодулированном распылении атомы из мишени непрерывно поступают на подложку. В импульсной МРС поток распылённых атомов должен изменяться во времени в соответствии с законом модуляции тока магнетронного разряда и, действительно, исследование данного процесса путем моделирования по методу Монте-Карло [349,350] показало, что такое периодическое изменение происходит. Однако амплитуда модуляции потока зависит от многих факторов и в некоторых

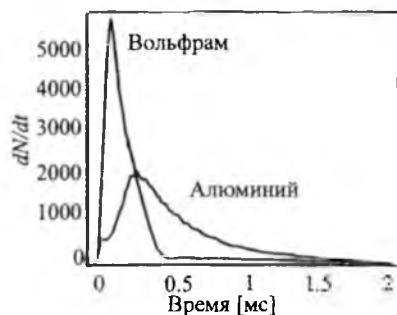
случаях она настолько мала, что её можно не принимать во внимание.



Рис. 4.18. Распределение распылённых атомов по энергиям [349]

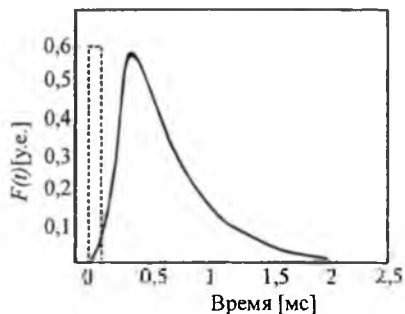
Средние начальные кинетические энергии распылённых атомов составляют несколько электронвольт, а распределения распылённых атомов по энергиям показаны на рис. 4.18 на примере алюминия и вольфрама. При низком давлении газа некоторые атомы могут долететь до подложки

практически без столкновений и при расстоянии между мишенью и подложкой 10 см время пролета для атомов Al будет составлять 20-40 нс. На самом деле, при реально используемых давлениях



**Рис. 4.19.** Распределение распылённых атомов по времени переноса до подложки [349]. Давление аргона 0,66 Па, расстояние между мишенью и подложкой 10 см

40 мкс, соответствующего бесстолкновительному режиму. Атомы Al тратят больше времени на транспортировку, чем атомы W, поскольку они имеют меньшую начальную энергию (см. рис. 4.18), малую массу и быстро термализуются в газе. На рис. 4.20 приведена функция распределения для времени прибытия всех атомов Al, распылённых во время единичного импульса



**Рис. 4.20.** Распределение атомов по времени осаждения [349]. Давление аргона 0,66 Па, расстояние между мишенью и подложкой 10 см

имеется значительное рассеивание распылённых атомов на молекулах рабочего газа. Это приводит к увеличению времени переноса этих атомов. Случайный характер рассеивания атомов в газе и разброс их энергии и углов вылета из мишени приводит к расширению функции распределения времени переноса (рис. 4.19).

Как видно, большинство распылённых атомов имеют время переноса больше 40 мкс, показанного пунктирной линией на поле того же рисунка. Таким образом, время прибытия атомов на подложку может быть больше длительности импульса тока распыляющего разряда и даже больше периода повторения импульсов.

В режиме повторения импульсов материал, распылённый из мишени во время различных импульсов, будет накапливаться на подложке.

Это приведет к формированию интегральной функции распределения времени прибытия распылённых атомов, которая будет равна сумме распределений от большого числа последовательных импульсов.

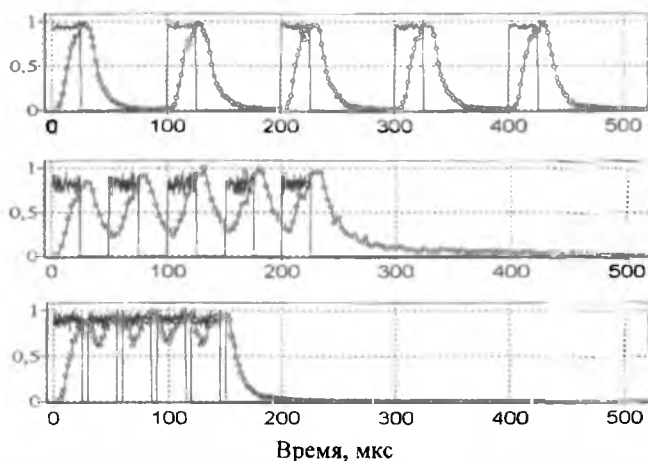
На рис. 4.21 и рис. 4.22 приведены результаты расчетов [350] для пакетно-импульсного режима питания магнетронного разряда при пяти импульсах в пакете. Давление аргона составляло 0,133 Па, расстояние между мишенью и подложкой – 3,6 см. Длительность импульсов – 25 мкс, частота их следования внутри пакета и длительность токовой паузы изменялись. Расчет был сделан для импульсов, форма которых наиболее часто реализуется на практике: прямоугольной, имитирующей быстрое формирование магнетронного разряда в малоиндуктивной цепи питания, и треугольной, имитирующей замедленное формирование разряда или цепь питания с повышенной индуктивностью. Видно, что в режимах, когда длительность токовой паузы между импульсами составляет десятки микросекунд, а давление газа порядка 1-2 Па, наблюдается значительная амплитудная модуляция осаждающегося на подложку потока атомов. Уменьшение длительности токовой паузы приводит к снижению уровня модуляции, но она все равно сохраняется. В случае импульсов треугольной формы уровень модуляции потока осаждающихся атомов выше. Осаждение распылённого титана на подложку продолжается в течение десятков-сотен микросекунд после окончания пакета импульсов.

Для изучения переходного процесса в начальный период после включения магнетронной системы и условий выхода процесса осаждения на некоторый стационарный уровень были выполнены расчеты [350] для режима с непрерывной последовательностью импульсов (рис. 4.23) для тех же значений параметров, что и в случае рис. 4.21 и рис. 4.22. Как видно, действительно, имеется переходной процесс выхода системы на некоторый "квазистационарный" уровень скорости осаждения.

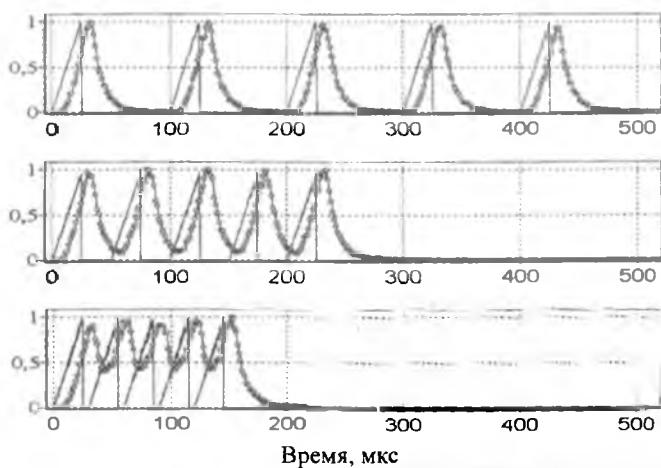
В типичных режимах работы импульсных МРС (произведение давления газа на расстояние мишень-подложка порядка 1 Па·см, длительность импульсов 25 мкс) длительность переходного процесса составляет несколько сотен микросекунд.



#### 4 Импульсные магнетронные распылительные системы

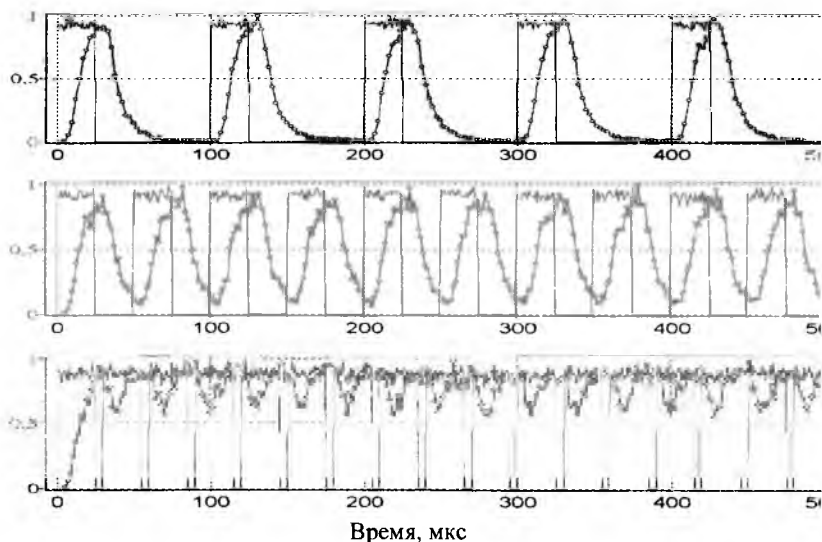


**Рис. 4.21.** Динамика импульсного распыления (сплошные кривые) и осаждения (кривые с кружками) атомов  $Ti$  в пакетно-импульсном режиме при прямоугольной форме импульсов тока



**Рис. 4.22.** Динамика импульсного распыления (сплошные кривые) и осаждения (кривые с кружками) атомов  $Ti$  в пакетно-импульсном режиме при треугольной форме импульсов тока

При увеличении давления и расстояния мишень-подложка длительность переходного процесса возрастает, но уровень модуляции потока осаждаемого вещества снижается. Как и в режиме пакетированных импульсов, форма импульсов разрядного тока влияет на форму импульсов потока осаждающихся атомов и уровень его модуляции: он больше в случае треугольной формы импульсов.



**Рис. 4.23.** Динамика импульсного распыления (сплошные кривые) и осаждения (кривые с кружками) атомов Ti при непрерывной последовательности прямоугольных импульсов тока

При высоких частотах повторения импульсов (30-100 кГц) ширина функции распределения времен прибытия распылённых атомов намного больше длительности импульсов и периода их повторения, поэтому наблюдается практически постоянное, независящее от времени, осаждение материала мишени на подложку. Поскольку на высоких частотах также отсутствует временное изменение состояния поверхности мишени в реакционном процессе распыления [349], не будет какой-либо

вариации состава осаждаемого покрытия, коррелирующей с модуляций тока магнетронного разряда.

При низких частотах повторения импульсов следует принимать во внимание временную модуляцию потока осаждаемых атомов. Также при нанесении многослойных покрытиях чередующегося состава путем поочередного распыления мишеней из различных материалов необходимо правильно выбирать задержки и временные интервалы распыления отдельных мишеней, чтобы исключить образование слоёв переходного состава.

### 4.7 Применение импульсных МРС

В качестве иллюстрации возможностей импульсных МРС рассмотрим некоторые результаты их применения [193].

#### 4.7.1 Покрытия из твердого оксида алюминия

Для нанесения твердых покрытий из оксида алюминия на режущий инструмент в промышленности применяют осаждение из газовой фазы при температуре больше 1000 °С, которая является предельной для многих материалов, в частности, для быстрорежущей стали. Импульсное магнетронное распыление в реакционной среде позволяет снизить температуру процесса осаждения кристаллического  $Al_2O_3$  до 650-750 °С (табл. 4.1). Этот же метод может найти применение для нанесения твердых покрытий толщиной до 40 мкм на записывающие головки для твердых магнитных дисков с уменьшением времени осаждения до 3-х ч вместо 16-ти в случае ВЧ диодного распыления. Двойной магнетрон также позволяет наносить достаточно равномерные по толщине слои на неподвижные подложки диаметром до 200 мм.

Импульсные МРС успешно применяются для нанесения на различные подложки и других оксидов, в частности,  $TiO_2$ ,  $Ta_2O_5$ , ИТО и сверхпроводящей керамики. С их помощью можно получать высококачественные слои из  $TiN$  с мелкодисперсной структурой. Для этой цели в [193] применяли спаренные

магнетроны с поочередной подачей на них импульсного напряжения частотой 1 Гц и длительностью импульсов 0,5 с. Средняя мощность питания магнетронов составляла 35 кВт, импульсная – 70 кВт. В этой МРС магнетроны работали, по сути дела, независимо в режиме униполярных импульсов, сдвинутых на  $180^\circ$  по фазе. При подаче отрицательного смещения –200 В на подложкодержатель и расстоянии от мишеней до подложек 50 мм плотность ионного тока на подложки достигала  $10 \text{ mA/cm}^2$ .

**Табл. 4.1.** Влияние температуры подложки на параметры покрытия из  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , полученного в МРС с двумя магнетронами [193]

Температура подложки, °С	Структура	Твердость, ГПа	Шероховатость, нм
350	аморфная	9-10	25
550	текстурированная $\gamma$ -фаза	20	30
750	$\alpha$ -фаза	21-22	85
Сравнение	корунд полированная сталь	22 7	– 5

#### 4.7.2 Покрытия на стеклах

В мире используется около 200 машин для нанесения теплосберегающих и отражающих покрытий на архитектурные стекла с суммарной годовой производительностью несколько миллионов квадратных метров. Поскольку импульсные МРС позволяют наносить оксидные и нитридные слои титана и кремния и хорошо вписываются в длительный непрерывный технологический процесс на конвейерных машинах, трудно переоценить их значение для получения подобной продукции, а также антиотражающих покрытий на плоских экранах дисплеев. Двойные магнетроны позволяют получать покрытия с неоднородностью толщины слоёв около 1,5 % при ширине покрытий более 3-х метров. В табл. 4.2 приведены параметры процесса осаждения для МРС с двумя плоскими длинными магнетронами.

Табл. 4.2. Параметры процесса осаждения в MPC с двумя магнетронами при длине мишеней 3,7 м [193]

Материал слоя	Мощность разряда, кВт	Динамическая скорость осаждения, нм/мин
TiO <sub>2</sub>	120	45
SiO <sub>2</sub>	120	120
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	110	60

#### 4.7.3 Нанесение покрытий на рулонные материалы

MPC с длинными мишенями исключительно удобны для машин, наносящих покрытия на рулонные материалы (полимерную плёнку) шириной до 2,5 м при низкой температуре (до 100 °С). Покрытия на такие материалы наносятся для последующего изготовления из них упаковки, светоотражающих или теплосберегающих пленок и другой продукции. В табл. 4.3 приведены характеристики двух импульсных процессов, применяемых для получения тонких слоёв оксида алюминия на полимерной пленке: методом распыления и испарения с активированием в магнетронном разряде.

Табл.4.3. Магнетронные процессы для нанесения слоя Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на полимерную плёнку [193]

Характеристики	Магнетронное распыление	Высокоскоростное испарение
Скорость осаждения, нм/с	1-10	50-1000
Стоимость нанесения покрытия толщиной 0,1 мкм, US\$/м <sup>2</sup>	2-10	0,05-0,2
Однородность толщины, ±%	1-2	5-10

Очевидно, что далеко не все возможности импульсных MPC реализованы в промышленном производстве покрытий, но, как считает один из авторов нового метода – проф. З. Шиллер [193], в ближайшие годы около четверти всего парка оборудования для нанесения покрытий в вакууме будет использовать импульсные магнетронные технологии в диапазоне средних частот.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод магнетронного распыления различных материалов для нанесения высококачественных тонких плёнок и покрытий является одним из важнейших для электроники, оптики, машиностроения и других отраслей, включая автомобилестроение и архитектуру. Метод хорошо освоен в промышленности и часто применяется в научных исследованиях. Он является серьезной альтернативой электронно-лучевому и вакуумно-дуговому испарению, а также экологически вредному гальваническому осаждению. Имеется большой парк магнетронного оборудования, который постоянно обновляется и совершенствуется. Многие технологические установки полностью автоматизированы и являются системами непрерывного действия. Из-за большой потребности в установках магнетронного распыления их общемировой объём продаж составляет сотни миллионов долларов в год.

Накоплена значительная информация о физических процессах в магнетронном разряде и связи параметров технологического процесса с характеристиками получаемых плёнок и покрытий. Созданы физические и математические модели разряда и технологических процессов.

Однако, несмотря на большие успехи в магнетронной технологии нельзя сказать, что решены все проблемы, которые присущи этому методу. Например, в некоторых случаях применению магнетронного распыления препятствует относительно неравномерное покрытие сложного профиля подложки или невысокая скорость осаждения покрытий, далеко неполное использование материала мишеней или присутствие распыляющего газа в составе конденсатов. Для преодоления этих и других недостатков требуются дополнительные исследования и разработки.

Также нельзя сказать, что уровень понимания физики магнетронного разряда и его математическое описание полностью удовлетворяют инженеров-разработчиков нового технологического оборудования. Поэтому необходимо продолжать изучение этого вида разряда, главным образом, его физики и химии на микроскопическом уровне. Макроскопические параметры и характеристики уже известны. Актуальным является создание программного обеспечения для проектирования МРС (расчётов электрических, газовых и тепловых характеристик, переноса распылённого вещества на подложку, выработки мишеней).

Постоянно возникают новые направления в науке и технике, которые нуждаются в новых технологиях. Так, сейчас на повестке дня стоит задача разработки нанотехнологий для производства объектов с элементами нанометрового размера. Анализ показывает, что магнетронное распыление является потенциально эффективным и в этой области.

Оно позволяет получать одно-, двух- и трёхмерные нанообъекты (нанослой, наноструктурные материалы и нанокомпозиты, наночастицы) для наноэлектроники, нанофотоники, наносенсорной техники, создания “умных” материалов и материалов с модулируемыми свойствами.

Это возможно благодаря высокому уровню управляемости ионного распыления и воздействия на конденсат, неравновесности процессов формирования плёнок и покрытий, возможности формировать импульсные потоки вещества, ограниченные во времени, но имеющие большую плотность.

Таким образом, из всего сказанного можно сделать вполне обоснованное заключение о перспективности магнетронного распыления и важности его дальнейшего развития.

## ПРИЛОЖЕНИЕ:

### Векторы и векторное произведение при определении направления действия силы Лоренца. Правила левой и правой руки для электронов

При определении сил, действующих на заряженные частицы в электрических и магнитных полях, и траекторий движения частиц приходится иметь дело с различными векторными величинами. Чаще всего с векторами силы и скорости и векторами напряжённости полей. Также необходимо выполнять действия над векторными величинами. Напомним основные понятия и правила аналитической геометрии в пространстве и векторной алгебры.

Сначала отметим, что векторы в тексте обозначаются жирными прямыми буквами. На рисунках для большей чёткости над векторами дополнительно поставлены стрелки.

Прямоугольную систему координат (рис. П.1) образуют оси координат, проходящие через точку  $O$  – точку начала координат:  $OX$  – ось абсцисс,  $OY$  – ось ординат, и  $OZ$  – ось аппликат, на которых отложены единичные векторы  $\vec{OA}$ ,  $\vec{OB}$  и  $\vec{OC}$ . Эти векторы принято обозначать  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$  и  $\vec{k}$ , соответственно. Положительные направления на осях выбирают так, чтобы поворот на  $90^\circ$ , совмещающий положительный луч  $OX$  с лучом  $OY$  (рис. П.1) происходил по часовой стрелке. При этом наблюдатель должен смотреть вдоль положительной полуоси  $OZ$ .

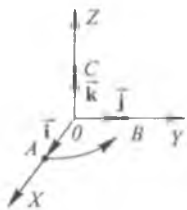


Рис. П.1. Правая система прямоугольных координат

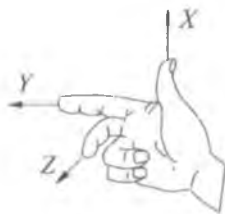


Рис. П.2. Правило правой руки для определения направления осей правой системы координат

Такая система координат называется правой, так как её легко воспроизвести с помощью большого, указательного и среднего пальцев правой руки, как это показано на рис. П.2. Левая система координат является зеркальным изображением правой и получается с помощью левой руки. Ориентация осей правой системы также соответствует направлению движения правого винта или буравчика: при повороте от оси  $OX$  к оси  $OY$  по кратчайшему пути направление движения оси винта совпадает с направлением оси  $OZ$ .



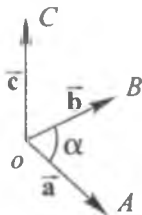
**Приложение: Векторы и векторное произведение при определении направления действия силы Лоренца. Правила левой и правой руки для электронов**

Системы из единичных векторов  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{k}$  сохраняют ориентацию при круговой перестановке векторов, как показано на рис. П.3а, т.е. системы  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{i}$  и  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$  являются правыми и имеет такую же ориентацию, как и система  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{k}$ .

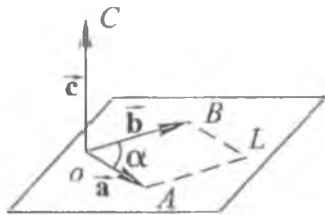


**Рис. П.3.** Правые системы единичных (а) и произвольных (б) векторов

Пусть имеются три произвольных вектора  $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$ ,  $\mathbf{c}$  не параллельные одной плоскости. Их можно привести к общему началу  $O$  с образованием системы векторов  $\overrightarrow{OA}$ ,  $\overrightarrow{OB}$  и  $\overrightarrow{OC}$ . (рис. П.4). Система этих векторов называется правой, если последовательный поворот от одного вектора к другому по кратчайшему пути, т.е. от  $\mathbf{a}$  к  $\mathbf{b}$ , а затем к  $\mathbf{c}$ , совершается по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего вдоль третьего вектора. Например, если наблюдатель смотрит вдоль вектора  $\mathbf{c}$ , то для него поворот от  $\mathbf{a}$  к  $\mathbf{b}$  по кратчайшему пути в правой системе происходит по часовой стрелке. По аналогии с рис. П.3а для векторов  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{k}$  правой системы можно нарисовать порядок круговой перестановки векторов  $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{c}$  любой другой правой системы (рис. П.3б).



**Рис. П.4.** Правая система векторов



**Рис. П.5.** Определение векторного произведения двух векторов ( $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{b}$ )

Векторным произведением вектора  $\mathbf{a}$  на непараллельный (неколлинеарный) с ним вектор  $\mathbf{b}$  называется третий вектор  $\mathbf{c}$ , который строится следующим образом (рис. П.5):

- 1) его модуль равен площади параллелограмма  $AOBL$ , построенного на векторах  $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$ , т.е. он равен произведению модулей векторов  $|\mathbf{a}|$  и  $|\mathbf{b}|$  на синус угла  $\alpha$  между ними;
- 2) его направление перпендикулярно к плоскости упомянутого параллелограмма. При этом направление вектора  $\mathbf{c}$  выбирается таким, чтобы векторы  $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$ ,  $\mathbf{c}$  образовывали правую систему.

Таким образом, для определения направления вектора произведения можно применить правило правой руки.

Приложение: Векторы и векторное произведение при определении направления действия силы Лоренца. Правила левой и правой руки для электронов

Можно сказать и по иному: направление вектора произведения  $\mathbf{c}$  должно совпадать с направлением движения правого винта при его повороте от  $\mathbf{a}$  к  $\mathbf{b}$ .

Векторное произведение записывается как  $\mathbf{c} = [\mathbf{ab}]$ . Иногда применяют форму записи  $\mathbf{c} = \mathbf{a} \times \mathbf{b}$ . Для основных единичных векторов правой системы можно записать  $\mathbf{i} = [\mathbf{jk}]$ . При перестановке сомножителей векторное произведение умножается на  $-1$ , т.е. меняет знак на обратный.

Положительный скалярный множитель изменяет модуль вектора, но не меняет направление вектора. Отрицательный скалярный множитель изменяет как модуль вектора, так и его направление (на обратное). Например, отрицательный скалярный множитель  $-1$  для векторного произведения меняет на обратное направление вектора произведения:  $[\mathbf{ab}](-1) = (-1)[\mathbf{ab}] = -\mathbf{c}$ .

Последний случай имеет место при определении направления действия силы Лоренца на электрон, поскольку его заряд отрицательный. Отсюда следует, что векторные произведения для электронов являются зеркальным отображением векторных произведений для положительных ионов, и правило правой руки для направления силы Лоренца, действующей на положительные ионы, преобразуется в правило левой руки для электронов.

Рассмотрим, как это происходит на практике. На движущийся заряд в магнитном поле действует сила Лоренца  $\mathbf{F} = q[\mathbf{vB}]$ , где  $q$  – заряд частицы,  $\mathbf{v}$  – вектор её скорости и  $\mathbf{B}$  – вектор индукции магнитного поля. Согласно правилу правой руки (рис. П.2) направление вектора силы  $\mathbf{F}$ , действующей на положительно заряженную частицу, совпадает с направлением среднего пальца (осью  $OZ$ ). В случае электрона ( $q = -e$ ) мы должны применить *левую систему*, к которой применимо, соответственно, правило левой руки: первый вектор  $\mathbf{v}$  – множитель должен быть направлен по большому пальцу руки, второй вектор  $\mathbf{B}$  – множитель должен быть направлен по указательному пальцу, а направление вектора произведения  $\mathbf{F}$  укажет отогнутый средний палец (рис. П.6).

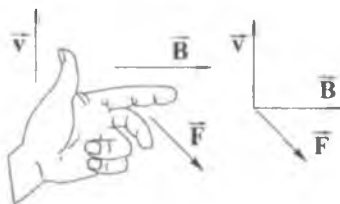


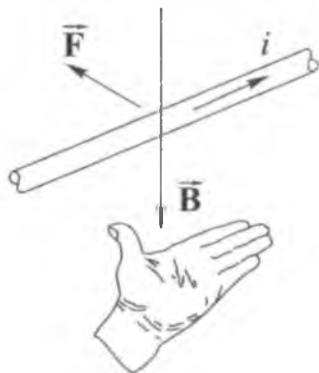
Рис. П.6. Правило левой руки для определения направления действия силы Лоренца на электроны

Сформулируем правило левой руки для определения направления силы Лоренца, действующей на электрон, движущийся в магнитном поле:

если большой палец левой руки указывает направление движения электрона, а указательный палец указывает направление силовых линий магнитного поля, то отогнутый средний палец показывает направление силы Лоренца.

Приложение: Векторы и векторное произведение при определении направления действия силы Лоренца. Правила левой и правой руки для электронов

В электротехнике для определения направления силы Ампера, действующей на проводник с током, применяют правило левой руки (рис. П.7). Оно формулируется таким образом: если ладонь левой руки расположена так, что силовые линии магнитного поля  $\vec{B}$  входят в неё, а указательный и средний пальцы вытянуты по направлению тока  $i$  в проводнике, то отставленный большой палец показывает направление силы  $\vec{F}$ , действующей на проводник. Это правило отражает свойства векторного произведения по закону Ампера.



**Рис. П.7.** Правило левой руки для определения направления действия силы Ампера на проводник с током

Сила Ампера является результатом воздействия магнитного поля на носители заряда,двигающиеся в проводнике, и “классическое” правило левой руки из электротехники можно применить к заряженным частицам, но с учётом того, что направление тока в проводнике определяется по направлению движения положительных зарядов.

В случае рассмотрения действия магнитного поля на движение электронов “классическое” правило левой руки для проводника с током преобразуется в правило правой руки для электронов, а именно:

**если открытую ладонь правой руки расположить так, чтобы силовые линии магнитного поля входили в неё, а указательный и средний пальцы вытянуты вдоль направления движения электронов, то отогнутый большой палец правой руки покажет направление действия силы Лоренца.**

Правила левой и правой руки для электронов, выделенные жирным шрифтом, идентичны друг другу и отображают свойства векторного произведения. Эти правила очень удобны для определения направления действия силы Лоренца и траектории электронов в магнитном поле.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Холлэнд Л. *Нанесение тонких плёнок в вакууме*. – М.: Госэнергиздат, 1963.
2. *Технология тонких плёнок (справочник)*. Т. 1 / Под ред. Л. Майсella, Р. Глэнга. – М.: Сов. Радио, 1977.
3. Данилин Б.С., Сырчин В.К. *Магнетронные распылительные системы*. – М.: Радио и связь, 1982.
4. Данилин Б.С. *Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких плёнок*. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
5. Минайчев В.Е., Одинокое В.В., Тюфаева Г.П. *Магнетронные распылительные устройства (Магнетроны)*. – М.: ЦНИИ “Электроника”. Обзоры по электронной технике. Сер. 7. 1979. Вып. 8(659).
6. Лабунов В.А., Данилович Н.И., Уксусов А.С., Минайчев В.Е. *Современные магнетронные распылительные устройства // Зарубежная электронная техника*. 1982. Вып. 10(256). С. 3–62.
7. Корчагин Б.В., Орлов В.И. *Нанесение металлов и их соединений методами магнетронного и диодного распыления*. – М.: ЦНИИ “Электроника”. Обзоры по электронной технике. Сер. 7. 1986. Вып. 15(1222).
8. Беянин А.Ф., Пашенко П.В. *Конструкции магнетронных распылительных систем (Обзор) // Техника средств связи*. Сер. ТПО. 1992. Вып. 1-2. С. 6-27. || Беянин А.Ф., Пашенко П.В. *Конструирование магнетронных распылительных систем, используемых для производства ГИС и устройств функциональной микроэлектроники // Там же*. С. 28-47. || Бесоногов В.В., Житковский В.Д., Пашенко П.В., Елисеев А.Ю. *Конструкции магнетронов для распыления металлов // Там же*. С. 48-51.
9. Thornton J.A., Greene J.E. *Sputter deposition processes*. – In *Handbook of deposition technologies for films and coatings* / Ed. R.F. Bunshah. 2<sup>nd</sup> ed. – USA: Noyes Publications. 1992, p.249–319.
10. Wasa K., Hayakawa S. *Handbook of sputter deposition technology*. – USA: Noyes Publications, 1992.
11. Schiller S., Heisig U., Goedicke K.. *On the use of ring gap discharges for high-rate vacuum coating // J. Vac. Sci. Technol.* 1977. Vol. 14. No. 3. P. 815-818.
12. Waits R.K. *Planar magnetron sputtering // J. Vac. Sci. Technol.* 1978. Vol. 15. No. 2. P. 179-187.

13. Вершина А.К., Агеев В.А. *Ионно-плазменные защитно-декоративные покрытия*. – Гомель: ИММС НАНБ, 2001.
14. Musil J. *Nanostructured hard coatings*. – N.Y.: Klumer Academic, 2005.
15. Schiller S., Heisig U., Beister G. et al. *Deposition of hard wear-resistant coating by reactive d.c. plasmatron sputtering* // Thin Solid Films. 1984. Vol. 118. No. 3. P. 255-270.
16. Biederman H., Kohoutek, Chmel Z., Stary V. *Hard carbon and composite metal/hard carbon films prepared by a DC unbalanced planar magnetron* // Vacuum. 1990. Vol. 40. P. 251-255.
17. Münz W.-D., Hauser F.J.M., Schulze D., Buil B. *A new concept for physical vapor deposition coating combining the methods of arc evaporation and unbalanced-magnetron sputtering* // Surf. Coat. Technol. 1991. Vol. 49. P. 161-167.
18. Efeoglu I., Arnell R.D., Tinston S.F., Teer D.G. *The mechanical and tribological properties of titanium nitride coatings formed in a four magnetron closed-field sputtering system* // Surf. Coat. Technol. 1993. Vol. 57. P. 61-69.
19. Arnell R.D., Kelly P.J. *Recent advances in magnetron sputtering* // Surf. Coat. Technol. 1999. Vol. 112. P. 170-176. || Kelly P.J., Arnell R.D. *Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications* // Vacuum. 2000. Vol. 56. P. 159-172.
20. Wei R., Vajo J.J., Matossian N. et al. *Aspects of plasma-enhanced magnetron-sputtered deposition of hard coatings on cutting tools* // Surf. Coat. Technol. 2002. Vol. 158-159. P. 465-472.
21. *Thin films: Ionized physical vapor deposition* / Ed. J.A. Hopwood. – San Diego. USA: Academic Press, 2000.
22. Helmersson U., Lättemann M., Bohlmark J. et al. *Ionized physical vapor deposition (IPVD): A review of technology and applications* // Thin Solid Films. 2006. Vol. 513. P. 1-24.
23. Mattox D.M. *Ion plating*. – In Handbook of deposition technologies for films and coatings / Ed. R.F. Bunshah. 2<sup>nd</sup> ed. – USA: Noyes Publications, 1992. P. 320-373.
24. Белевский В.П., Кузьмичёв А.И. *Методы термоионного осаждения для нанесения металлических покрытий*. – Киев: Об-во “Знание” Украины, 1991.
25. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. *Основные тенденции развития ионно-плазменных технологий нанесения оптических покрытий*. – В мат. XIV научн.-техн. конф. “Вакуумная наука и техника”. Сочи, 2007. С. 186-190.
26. Вольпян О.Д., Мешков Б.Б., Яковлев П.П. *Получение плёнок для оптических применений методом реактивного магнетронного распыления*. В сб. докл. научн.-практ. симп. “Функциональные покрытия на стеклах”. Харьков, 2003. С. 125-130.

27. Hill R.J., Nadel S.J. *Coated glass. Applications and markets*. – Fairfield. CA. USA: BOC Coating Technology, 1999.
28. Schiller. S. *The coating of large areas at high rates*. – In FEP Annual Report. Dresden. Germany: FEP, 1996. P. 18–22.
29. Kukla R. *Magnetron sputtering on large scale substrates: an overview on the state of the art* // Surf. Coat. Technol. 1997. Vol. 93. P. 1–6.
30. Brauer G., Szczyrbowski J., Teschner G. *Mid frequency sputtering – a novel tool for large area coating* // Surf. Coat. Technol. 1997. Vol. 94–95. P. 658–662.
31. Reinhold E., Melde C., Strumpf J., Vetter P. *The industrial establishment of a new highly productive deposition technique for reflection increasing layer systems* // Surf. Coat. Technol. 1997. Vol. 93. P. 51–57.
32. Brauer G. *Large area glass coating* // Surf. Coat. Technol. 1999. Vol. 112. P. 358–365.
33. Suzuki K. *State of the art in large area vacuum coatings on glass* // Thin Solid Films. 1999. Vol. 351. P. 8–14.
34. Bugaev S.P., Sochugov N.S. *Production of large-area coatings on glasses and plastics* // Surf. Coat. Technol. 2000. Vol. 131. P. 474–480.
35. Проспекты института Fraunhofer Institut für Elektronenstrahl- und Plasmatechnik (FEP). – Дрезден. Германия.
36. Проспекты фирмы VON ARDENNE ANLAGEN TECHNIK. – Дрезден. Германия.
37. Проспекты фирмы LEYBOLD OPTICS. – Дрезден. Германия.
38. Проспекты фирмы GENCOA. – Ливерпуль. Великобритания.
39. Проспекты фирмы ТЕХНОЛУЧ. – Киев.
40. Проспекты фирмы ФЕРРИ БАТТ. – Казань.
41. Проспекты института сильноточной электроники. – Томск.
42. Проспекты фирмы SIDRABE. – Рига.
43. Андриевский Р.А., Рагуля А.В. *Наноструктурные материалы*. – М.: Изд. центр “Академия”, 2005.
44. *Наноматериалы*. – Коллективные монографии (Ч. II. А.Ф. Белянин, М.И. Самойлович. Тонкие плёнки алмазоподобных материалов как наноструктурированные системы. С. 241–389. и Ч. III. А.Ф. Белянин, Е.П. Гребенников, В.Д. Житковский и др. Фотонные кристаллы и нанокompозиты на основе опаловых матриц / Под ред. М.И. Самойловича. 299 с.). – М.: Изд-во ОАО ЦНИТИ “Техномаш”, 2006 (Ч. II) и 2007 (Ч. III).
45. Марахтанов М.К. *Магнетронные системы ионного распыления*. – М.: Изд-во МГТУ, 1990.
46. Денбовецкий С.В., Барченко В.Т., Кузьмичёв А.И. и др. *Ионно-плазменные и ионно-лучевые устройства технологического назначения*. Ч. 3. – К.: УМК ВО, 1992.

47. Барченко В.Т., Быстров Ю.А., Колгин Е.А. *Ионно-плазменные технологии в электронном производстве*. – СПб.: Энергоатомиздат. С.-Петербург. отд-ние, 2001.
48. *Распыление твёрдых тел ионной бомбардировкой: Физическое распыление одноэлементных твёрдых тел* / Под ред. Р. Бериша. – М: Мир, 1984.
49. *Распыление твёрдых тел ионной бомбардировкой: Вып. II. Распыление сплавов и соединений, распыление под действием электронов и нейтронов, рельеф поверхности* / Под ред. Р. Бериша. – М: Мир, 1986.
50. Плешивцев Н.В. *Катодное распыление*. – М.: Атомиздат, 1968.
51. Плешивцев Н.В., Бажин А.И. *Физика воздействия ионных пучков на материалы*. – М.: Вузовская книга, 1998.
52. Каминский М. *Атомные и ионные столкновения на поверхности металла*. – М.: Мир, 1967.
53. Jonsson L.B., Nyberg T., Katardjiev I., Berg S. *Frequency response in pulsed DC reactive sputtering processes* // Thin Solid Films. 2000. Vol. 365, p. 43-48.
54. Мак-Даниель И. *Процессы столкновений в ионизованных газах*. – М.: Мир, 1967.
55. Энгель А. *Ионизованные газы*. – М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1959.
56. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. – М.: Наука, 1987.
57. Грановский В.Л. *Электрический ток в газе. Установившийся ток*. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит-ры, 1971.
58. Машкова Е.С., Молчанов В.А. *Рассеивание ионов средних энергий поверхностями твёрдых тел*. – М.: Атомиздат, 1980.
59. Thornton J.A. *Substrate heating rates for planar and cylindrical-post magnetron sputtering sources* // Thin Solid Films. 1984. Vol. 119. P. 87-95.
60. Berg S. et al. *Process modeling of reactive sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1989. Vol. 7. No. 3. P. 1225-1229.
61. Abril I. et al. *The contribution of fast neutrals to cathode erosion in glow discharges* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1984. Vol. 17. P. 1841-1849.
62. Czekaj D. et al. *Cathode etching rate in abnormal glow discharges* // Appl. Phys. A. 1989. Vol. 48. P. 573-574.
63. Кононенко Ю.Г., Кузьмичёв А.И. *Скорость осаждения плёнок в диодном разрядном устройстве* // Вакуумная наука и технология. 1992. Т. 2. № 1. С. 13-18.
64. Somenh R. *The thermalization of energetic atoms during the sputtering process* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1984. Vol. 2. P. 1284-1294.
65. Арцимович Л.А. *Элементарная физика плазмы*. М.: Гос. изд-во лит-ры по атомной науке и технике, 1963.
66. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. *Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях*. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит-ры, 1972.

67. Hull A.W. *The effect of a uniform magnetic field on the motion of electrons between coaxial cylinders* // Phys. Rev. 1921. Vol. 18. No. 1. P. 31-57.
68. Kay E. *Magnetic field effects on an abnormal truncated glow discharge and their relation to sputtered thin-film growth* // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. No. 4 (Pt. 1). P. 760-768.
69. Duvidzon V.M., Polyakov Ye.A., Fetisov I.K. *Gas discharge investigation in crossed electric and magnetic fields.* – In Proc. 13<sup>th</sup> ICPIG. Berlin, 1977. Contr. Pap. Part 2. P.683-684.
70. Mullaly J.R. *Crossed field discharge device for high rate sputtering* // Research/Development. 1971. Vol. 22. No. 2. P. 40, 42, 44.
71. Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. *Экспериментальное исследование сильноточных форм квазистационарного разряда низкого давления в магнитном поле* // Физика плазмы. 1995. Т. 21. № 5. С. 422–433. || Fetisov I.K., Filippov A.A., Khodachenko G.V. et al. *Impulse irradiation plasma technology for film deposition* // Vacuum. 1999. Vol. 53. P. 133-136.
72. Thornton J.A. *End-effects in cylindrical magnetron sputtering sources* // J. Vac. Sci. Technol. 1979. Vol. 16. No. 1. P. 79–80.
73. Крестов В.А., Крижановский В.И., Кузьмичёв А.И. и др. *Газоразрядные коммутирующие приборы с магнитным управлением для прерывания тока до нескольких килоампер при напряжении до 100 кВ.* – М.: ЦНИИ “Электроника”. Обзоры по электронной технике. Сер. 4. 1979. Вып. 2(623).
74. Вишневский А.И., Крижановский В.И., Кузьмичёв А.И. и др. *Газоразрядный прибор.* Авт. свид. СССР 440 719 (заявл. 17.03.1972, опубл. 25.04.1974). || Крижановский В.И., Кузьмичёв А.И., Шендаков А.И. *Газоразрядный прибор с магнитным управлением.* Авт. свид. СССР 795 292 (заявл. 12.10.1979, опубл. 8.09.1980).
75. Кузьмин В.В., Левина Л.Е., Творогов И.В. *Вакуумметрическая аппаратура техники высокого вакуума и течеискания.* – М.: Энергоатомиздат, 1984.
76. Вишневский А.И., Солдатенко А.И., Шендаков А.И. *Новые газоразрядные приборы со скрещенными электрическим и магнитным полями* // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. 1968. Т. 11. № 6. С. 555-564.
77. Подгорный И.М. *Удержание плазмы высокой концентрации в адиабатических ловушках* // УФН. 1965. Т. 85. Вып. 1. С. 65-86.
78. Франк-Каменецкий Д.А. *Плазма – четвёртое состояние вещества.* – М.: Атомиздат, 1975.
79. Гришин С.Д., Лесков Л.В., Козлов Н.П. *Плазменные ускорители.* – М.: Машиностроение, 1983.
80. Harry J.E., Evans D.R. *Magnetic stabilization of a rotating glow discharge* // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. No. 12. P. 4708-4711.



81. Андреев А.А., Саблев Л.П., Шулаев В.М., Григорьев С.Н. *Вакуумно-дуговые устройства и покрытия*. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2005.
82. Пашнев В.К., Стрельницкий В.Е., Опалев О.А. и др. *Влияние поперечного магнитного поля на характеристики газового разряда постоянного тока* // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 9. С. 855-862.
83. Phillips C.E.S. *The action of magnetised electrodes upon electrical discharge phenomena in rarefied gases. Preliminary note* // Proc. Royal Soc. (London). A. 1898-1899. Vol. 64. P. 172-176. || Phillips C.E.S. *The action of magnetised electrodes upon electrical discharge phenomena in rarefied gases* // Philosophical Trans. Royal Soc. (London). A. 1901. Vol. 197. P. 135-150.
84. Strutt R.J. *A peculiar form of low potential discharge in the highest vacua* // Proc. Royal Soc. (London). A. 1913. Vol. 89, No. 607. P. 68-74.
85. Wehrli M. *Spark potential in transversal magnetic fields* // Ann. der Phys. (4) 1922. Vol. 69. No. 20. P. 285-314.
86. Bush V., Smith C.G. *A new rectifier* // Proc. IRE. 1922. Vol. 10. No. 1. P. 41-51.
87. Бекк А. *Электронные лампы. Теория и конструирование*. – М.: Сов. радио, 1958.
88. Лебедев И.В. *Техника и приборы сверхвысоких частот. Т.2. Электроракумные приборы СВЧ*. – М.: Высшая школа, 1972.
89. Шимони К. *Физическая электроника*. – М.: Энергия, 1977.
90. Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. *Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей*. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
91. *Физика и технология источников ионов* / Под ред. Я. Брауна. – М.: Мир, 1998.
92. Penning F.M. *Die Glimmentladung bei Niedrigem Druck Zwischen Koaxialen Zylindern in einem Axialen Magnetfeld* // Physica. 1936. Vol. 3. No. 9. P. 873-894.
93. Penning F.M. *Ein Neues Manometer für Niedrige Gasdrucke, Insbesondere Zwischen  $10^{-3}$  und  $10^{-5}$  mm* // Physica. 1937. Vol. 4. No. 2. P. 71-75.
94. Penning F.M., Moubis J.H.A. *Eine Neutronenröhre Ohne Pumpvorrichtung* // Physica. 1937. Vol. 4. No. 11. P. 1190-1199.
95. Penning F.M.: *Coating by cathode disintegration*. Патент США 2 146 025 (приоритет 28.12.1935, заявлен 7.11.1936, опубл. 7.02.1939). || *Improved method of disintegration by means of an electric glow discharge*. Патент Великобритании 476 208 (приоритет 28.12.1935, заявл. 24.12.1936, опубл. 3.12.1937). || *Procédé permettant de volatiliser une cathode au moyen d'une décharge électrique à leur cathodique*. Патент Франции 815 524 (приоритет 28.12.1935, заявлен 26.12.1936, опубл. 13.07.1937). || *Werkwijze en inrichting voor het verstuiwen van een kathode door middel van een elektrische glimontlading*. Патент Нидерландов 50 072 (приоритет 21.12.1935, заявлен 23.12.1936, опубл. 13.07.1937).

96. Penning F.M., Moubis J.H.A. *Cathode sputtering in a magnetic field* // Proc. Royal Netherlands Academy of Science. 1940. Vol. 43. P. 41.
97. Крейнделъ Ю.Е. *Плазменные источники электронов*. – М.: Атомиздат, 1977.
98. Окс Е.М. *Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения*. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005.
99. Саксаганский Г.Л. *Электрофизические вакуумные насосы*. – М.: Энергоатомиздат, 1988.
100. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. *Основы физики плазмы*. – М.: Атомиздат, 1977.
101. Кролл Н., Трайвелспис А. *Основы физики плазмы*. – М.: Мир, 1975.
102. Грановский В.Л. *Электрический ток в газе. Т. 1. Общие вопросы электродинамики газов*. – М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1952.
103. Берман Г.Н. *Циклоида*. – М.: Наука, 1980.
104. Vidaud P.H., Engel A. *Back-diffusion of electrons in argon in the presence of an electric field* // J. Phys. D. Appl. Phys. 1978. Vol. 11. P.1397-1404.
105. Kolev I., Bogaerts A., Gijbels R. *Influence of electron recapture by the cathode upon the discharge characteristics in DC magnetrons* // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 72. P. 056402-(1-11).
106. Redhead P.A. *The Townsend discharge in a coaxial diode with axial magnetic field* // Can. J. Phys. 1958. Vol. 36. P. 255-270.
107. Helmer C., R.L. Jepsen. *Electrical characteristics of a Penning discharge* // Proc. IRE. 1961. Vol. 49. P. 1920-1925. || R.L. Jepsen. *Magnetically confined cold-cathode discharges at low pressures* // J. Appl. Phys. 1961. Vol. 32. No. 12. P.2619-2626.
108. Thornton J.A. *Magnetron sputtering: basic physics and application to cylindrical magnetrons* // J. Vac. Sci. Technol. 1978. Vol. 15. No. 2. P. 171-177.
109. Buyle G., Depla D., Eufinger K. et al. *Influence of recapture of secondary electrons on the magnetron sputtering deposition process*. – In Proc. 45<sup>th</sup> SVC conf. 2002. P. 348-353. || Buyle G., De Bosscher W., Depla D. et al. *Recapture of secondary electrons by the target in a DC planar magnetron discharge* // Vacuum. 2003. Vol. 70. P. 29-35. || Buyle G., Depla D., Eufinger K., De Gryse R. *Calculation of the effective gas interaction probabilities of the secondary electrons in a DC magnetron discharge* // J. Phys. D. Appl. Phys. 2004. Vol. 37. P.1639-1647.
110. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. *Вторичная электронная эмиссия*. – М.: Гл. ред. физ.-мат. лит. изд-ва Наука, 1969.
111. В.И. Чайрев. *Влияние конструкционных особенностей анодного узла магнетрона на параметры разряда и на свойства получаемых диэлектрических плёнок*. – В тр. постоянно-действующего научн.-техн.

- сем. "Электровacuумная техника и технология" (за 1997/98 гг.) / Под ред. А.В. Горина. – Москва, 1999. С. 62-76.
112. Тюрюканов П.М., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. *Условия зажигания разряда низкого давления в скрещенных аксиально-симметричных однородном электрическом и неоднородном магнитном полях* // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 8. С. 1629-1636. || Тюрюканов П.М., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. *Влияние неоднородности поперечного магнитного поля на условия зажигания разряда* // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 9. С. 1809-1814.
113. Мак-Даниель И. *Процессы столкновений в ионизованных газах*. – М.: Мир, 1967.
114. Рахманин Н.М., Синельщиков Ю.Е. *Вероятность ионизации эмитированных частиц при ионном распылении* // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1980. Вып. 1(85). С.95-99.
115. Christou C., Barber Z.H. *Ionization of sputtered material in a planar magnetron discharge* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2000. Vol. 18A. No. 6. P. 2897-2907.
116. Hosokawa N., Tsukada T., Misumi T. *Self-sputtering phenomena in high-rate cylindrical magnetron sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. 1977. Vol. 14. No. 1. P. 143-146.
117. М.К. Марахтанов, А.Б. Понкратов. *Разряд низкого давления в парах металла собственного катода* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 4. С. 91-94.
118. Posadowski W.M., Radzimski Z.J. *Sustained self-sputtering using a direct current magnetron source* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1993. Vol. 11. No. 6. P. 2980-2984. || Posadowski W.M. *Sustained self sputtering of different materials using DC magnetron* // Vacuum. 1995. Vol. 46. No. 8-10. P. 1017-1020. || Radzimski Z.J., Posadowski Z.J., Rossnagel S.M., Shingubara S. *Directional copper deposition using DC magnetron self-sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1998. Vol. 16. No. 3. P. 1102-1106. || Posadowski W.M., Brudnik A. *Optical emission spectroscopy of self-sustained magnetron sputtering* // Vacuum. 1999. Vol. 53. P. 11-15.
119. Kadlec S., Musil J. *Low pressure magnetron sputtering and selfsputtering discharges* // Vacuum. 1996. Vol. 47. No. 3. P. 307-311.
120. Fu J., Ding P., Dorleans F. et al. *Deposition of copper by using self-sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. Vol. 17. No. 5. P. 2830-2834.
121. Kadlec S., Musil J. *Optimized magnetic field shape for low pressure magnetron sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1995. Vol. 13. No. 2. P. 389-393.
122. *V-Tech Magnetrons*. – Проспект фирмы GENCOA. – Великобритания.
123. Frach P., Walde H., Gottfried Ch., Goedicke K.. *Reactive sputtering process*. Патент США 6 132 256 (приоритет 24.02.1995, заявл. 23.01.1996, опубл. 17.10.2000). Эквивалентные патенты: DE19506515, EP0812368, WO9626302. || Bartzsch H., Frach P., Goedicke K. et al. *Ensuring long-term*

- stability of process and film parameters during target lifetime in reactive magnetron sputtering* // Surf. Coat. Technol. 2002. Vol. 150. P. 88–94.
124. Белянин А.Ф., Павлушкин Л.В., Пашенко П.В. и др. *Лабораторная установка магнетронного распыления с изменяемым расстоянием между магнитными системами.* – В мат. IX междунар. научн.-техн. конф. “Высокие технологии в промышленности России”. Москва, 2003. С. 138–139. || Белянин А.Ф., Пашенко П.В., Суетин Н.В. и др. *Конструкция лабораторной установки магнетронного распыления с изменяемым расстоянием между магнитными системами.* – В мат. II межрег. сем. “Нанотехнологии и фотонные кристаллы”. Калуга, 2004. С. 223–227. || Белянин А.Ф., Лопасев Д.В., Пашенко П.В. и др. *Установки с дополнительным магнитным полем для формирования плёнок оксида цинка, используемых в устройствах микроэлектроники и оптики.* – В мат. XII междунар. научн.-техн. конф. “Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники)”. Москва, 2006. С. 189–210. || Белянин А.Ф., Самойлович М.И., Суетин Н.В. и др. *Установки с дополнительным магнитным полем для формирования плёнок оксида цинка.* – В сб. докл. Харьковской нанотехнологической Ассамблеи. Т. 2. “Тонкие плёнки в оптике и наноэлектронике”. Харьков, 2006. С. 29–45.
125. Manley B.W. *Apparatus and method for a magnetron cathode with moving magnetic assembly.* Патент США 5 980 707 (заявл. 18.12.1998, опубл. 9.11.1999).
126. Linder E.G., Coleman J.H., Apgar E.G. *A high-voltage, cold-cathode rectifier* // Proc. IRE. 1952. Vol. 40. No. 7. P. 818–828.
127. Kay E. *Process of cathode sputtering from a cylindrical cathode.* Патент США 3 282 816 (заявл. 10.09.1963, опубл. 1.11.1966. || Gill W.D., Kay E. *Efficient low pressure sputtering in a large inverted magnetron suitable for film synthesis* // Rev. Sci. Instr. 1965. Vol. 36. No. 3. P. 277–282 (Перевод: Джил и Кей. *Использование обращённого магнетрона для нанесения плёнок путём катодного распыления при низких давлениях* // Приб. для научн. иссл. 1965. № 3. С. 21–27).
128. Wasa K., Hayakawa S. *Sputtering in a crossed electromagnetic field* // IEEE Trans. Parts, Mater. Packag. 1967. Vol. 3. No. 3. P. 71–76 (Перевод: Васа и Хаякава. *Распыление в скрещенных полях* // Экспресс-информация “Электроника”. 1968. № 20. Ч. 1–1. Реф. 108. С. 10–25. || Wasa K., Hayakawa S. *Low pressure sputtering system of the magnetron type* // Rev. Sci. Instr. 1969. Vol. 40. No. 5. P. 693–697 (Перевод: Васа и Хаякава. *Устройство магнетронного типа для катодного распыления при низких давлениях* // Приб. для научн. иссл. 1969. Т. 40. № 5. С. 75–80).

129. Thornton J.A.. *Influence of apparatus geometry and deposition conditions on the structure and topography of thick sputtered coatings* // J. Vac. Sci. Technol. 1974. Vol. 11. No 4. P. 666-670.
130. Yeom G.Y., Thornton J.A., Penfold A.S. *Magnetic field designs for cylindrical-post magnetron discharge sources* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1988. Vol. 6. No 6. P. 3156-3158.
131. Демчишин А.В., Курапов Ю.А., Гончаров А.А. и др. *Исследовательская ионно-плазменная установка для нанесения покрытий в вакууме* // Проблемы специальной электрометаллургии. 2001. № 4 (65). С. 41-43.
132. Glocker D.A., Romach M.M., Lindberg V.W.. *Recent developments in inverted cylindrical magnetron sputtering* // Surf. Coat. Technol. 2001. Vol. 146/147. P. 457-462.
133. Zhang Q.-C. et al. *A cylindrical magnetron sputtering system for depositing metal-aluminium nitride cermet solar coatings onto batches of tubes* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1998. Vol. 16. No. 2. P. 628-632. || Zhang Q.-C. et al. *High performance Al-N cermet solar coatings deposited by a cylindrical direct current magnetron sputter coater* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. Vol. 17. No. 5. P. 2885-2890.
134. Gordo P.R., Cabaco J.M.C., Nunes Yu. et al. *Cylindrical hollow magnetron cathode. Al-N selective coatings for solar collector absorbers* // Vacuum. 2002. Vol. 64. P. 315-319.
135. Hill R.J., Nadel S.J. *Coated glass. Applications and markets*. – Fairfield. CA. USA: "BOC Coating Technology", 1999.
136. Wallace G. *Design considerations for the AC/DC C-Mag® deposition source and power supply system* // Thin Solid Films. 1999. Vol. 351. P. 21-26.
137. Wright M., Beardow T. *Design advances and applications of the rotatable cylindrical magnetron* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1986. Vol. 4. No. 3. P. 388-392.
138. Lard R., Belkind A. *Co-sputtered films of mixed  $TiO_2/SiO_2$*  // J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. Vol. 10. No. 4. P. 1908-1912.
139. Clark P.J. *Sputtering apparatus*: Патенты США: 3 616 450 (заявл. 7.11.1968, опубл. 25.10.1971) и 3 711 398 (заявл. 18.02.1971, опубл. 16.01.1973). || Clark P.J. *Magnetron DC reactive sputtering of titanium nitride and indium-tin oxide* // J. Vac. Sci. Technol. 1977. Vol. 14. No 1. P. 141-142. || Clark P.J. *Magnetron sputter apparatus*. Патент США 4 219 397 (заявл. 24.11.1978, опубл. 26.08.1980).
140. Corbani J.F. *Cathode sputtering apparatus*. Патент США 3 878 085 (заявл. 5.07.1973, опубл. 15.04.1975).
141. Fraser D.B. *Sputter coating with charged particle flux control*. Патент США 4 046 660 (заявл. 29.12.1975, опубл. 6.09.1977). || Fraser D.B.,

- Cook H.D. *Film deposition with the Sputter Gun* // J. Vac. Sci. Technol. 1977. Vol. 14. No 1. P. 147-151.
142. Проспекты фирмы SPUTTERED FILMS. – США.
143. Проспекты фирмы SLOAN TECHNOLOGY. – США.
144. Проспекты фирмы VARIAN. – США.
145. Xi X.X., Linker G., Meyer O. et al. *Superconducting and structural properties of YBaCuO thin films deposited by inverted cylindrical magnetron sputtering* // Zeit. Physik B – Condensed Matter. 1989. Vol. 74. No. 1. P. 13–19. || Linker G., Xi X.X., Meyer O. et al. *The growth of YBaCuO thin films on various substrates as a function of deposition temperature* // J. Less-Common Metals. 1989. Vol. 151. P. 357–362.
146. Allen L.H., Cukauskas E.J., Van Damm P.K. *Preparation of thin films of  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$  by magnetron sputtering techniques* // IEEE Trans. Magn. 1991. Vol. 27. No. 2. P. 1406–1409 (см. также статьи др. авторов в этом номере). || E.J. Cukauskas, L.H. Allen, R.T. Holm, G.K. Sherrill. *Photoresponse of shallow step, weak-link bridges using inverted cylindrical magnetron-sputtered  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$*  // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71. No. 4. P. 1878-1884. || E.J. Cukauskas, S.W. Kirchoefer, J.M. Pond. *Low-loss  $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_2$  thin films by inverted cylindrical magnetron sputtering* // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. No 5. P. 2830–2835.
147. Hsieh P.Y., Gangadhatan R., Tao Y.K. et al. *D.C. sputtering deposition of a-axis-on-c-axis double-layer Y-Ba-Cu-O films* // Thin Solid Films. 1992. Vol. 216. P. 28–32.
148. Tao B.W., Liu X.Z., Chen J.J. et al. *Some calculations for the thickness distribution of large-area high-temperature superconducting film deposited by inverted cylindrical sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2003. Vol. 21. No. 2. P. 431-437.
149. Helmer J., Lai K.W., Anderson R.L. *Physical vapor deposition employing ion extraction from a plasma*. Патент США 5 482 611 (заявл. 8.10.1993, опублик. 9.01.1996). || Lai K.F., Lu Q. *Review of ionized-PVD by hollow cathode magnetron sputtering*. – In Proc. 26 IEEE Int. Conf. Plasma Sci. Monterey. USA, 1999. 1D03-4. P. 99.
150. Font G., Kushner M.J. *Scaling of hollow cathode magnetrons for metal deposition*. – In Proc. GEC99. USA, 1999. OR1.05 (abs. S520005.html).
151. Klawuhn E., D'Couto G.D., Ashtiani K.A. et al. *Ionized physical-vapor deposition using a hollow-cathode magnetron source for advanced metallization* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2000. Vol. 18. No. 4. P. 1546–1549. || G.D. D'Couto, G. Tkach, K.A. Ashtiani et al. *In situ physical vapor deposition of ionized Ti and TiN thin films using hollow cathode magnetron source* // J. Vac. Sci. Technol. B. 2001. Vol. 19. No. 1. P. 244-249.
152. Jacobs W., Kersch A., Ruf A., Urbansky N. *Determination of  $Ti^+$ -flux and  $Ar^+$ -flux of ionized physical vapor deposition of titanium from multiscale*

- model calibration with test structures* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2003. Vol. 21. No. 4. P. 922-936.
153. Kay E., Poenisch A.P. *Magnetic control of film deposition*. Патенты США: 3 282 815 (заявл. 1.07.63, опубл. 1.11.1966) и 3 325 394 (заявл. 1.07.1963, опубл. 13.06.1967).
154. Wasa K., Hayakawa S. Патент Японии 642 012 (1967).
155. Белошапкин А.А., Мозгирин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. *Получение квазистационарных разрядов большой мощности в системе с квадрупольным магнитным полем*. – В тез. докл. VIII всесоюзн. симп. по сильнотоочной электронике. Свердловск, 1990. Ч. 3. С. 2345-247.
156. Chapin J.S. *Sputtering process and apparatus*. Патент США 4 166 018 (заявл. 31.01.1974, опубл. 28.08.1979). || Chapin J.S. *The planar magnetron* // Research/Development. 1974. Vol. 25. No. 1. P. 37-40.
157. Проспекты фирмы BALZERS. – Лихтенштейн.
158. Проспекты фирмы LEYBOLD. – Германия.
159. Проспекты фирмы CVD PRODUCTS. – США.
160. Проспекты фирмы ULVAC. – США.
161. Проспекты НИИ точного машиностроения. – Зеленоград. Москва.
162. Берлин Е., Сейдман Л. *Установка для магнетронного нанесения многослойных покрытий* // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 2003. № 7. С. 58-60. || Берлин Е., Сейдман Л. *Напылительные установки для нанесения многослойных покрытий* // Там же. 2006. № 2. С. 88-91.
163. Musil J., Kadlec S., Münz W.-D. *Unbalanced magnetrons and new sputtering systems with enhanced plasma ionization* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1991. Vol. 9. No. 3. P. 1171-1177. || Musil J., Rusnak K., Jezek V., Vlcek J. *Planar magnetron with additional plasma confinement* // Vacuum. 1995. Vol. 46. No. 4. P. 341-347.
164. Musil J. *Recent advances in magnetron sputtering technology* // Surf. Coat. Technol. 1998. Vol. 100-101. P. 280-286.
165. Musil J. *Low-pressure magnetron sputtering* // Vacuum. 1998. Vol. 50. No. 3/4. P. 363-372.
166. Sproul W.D. *High-rate reactive DC magnetron sputtering of oxide and nitride superlattice coatings* // Vacuum. 1998. Vol. 51. No. 4. P. 641-646.
167. Arnell R.D., Kelly P.J., Bradley J.W. *Recent developments in pulsed magnetron sputtering* // Surf. Coat. Technol. 2004. Vol. 188/189. P. 158-163.
168. Кузьмичёв А. И. *Современные магнетронные распылительные системы*. – В сб. докл. научн.-практ. симп. “Функциональные покрытия на стёклах”. Харьков, 2003. С. 81-101.
169. Кузьмичёв А.И. *Импульсные магнетронные распылительные системы*. – В сб. докл. 14-го междунар. симп. “Тонкие пленки в оптике и электронике”. Харьков, 2002. Ч. I. С. 221-244. || Кузьмичёв А.И. *Импульсные магнетронные распылительные системы*. – В тр.

- постоянно-действующего научн.-техн. семинара "Электровacuумная техника и технология" / Под ред. А.В. Горина. – Москва, 2003. Т. 2 (за 1999-2002 гг.). С. 91-117.
170. Кузьмичёв А.И., Вольпян О.Д. *Магнетронное нанесение оптических покрытий при питании магнетронов от резонансных источников тока.* – В мат. 13-й междунар. научн.-техн. конф. "Высокие технологии в промышленности России" и 20-м междунар. симп. "Тонкие плёнки в электронике". Москва, 2007. С. 336-355.
171. Window B., Savvides N. *Charged particle fluxes from planar magnetron sputtering sources* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1986. Vol. 4. No. 2. P. 196–201. || Window B., Savvides N. *Unbalanced DC magnetrons as sources of high ion fluxes* // Ibid. No. 3. P. 453-456. || Savvides N., Window B. *Unbalanced magnetron ion-assisted deposition and property modification of thin films* // Ibid. No. 3. P. 504–506.
172. Window B., Harding G.L. *Ion-assisted magnetron sources: Principles and uses* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1990. Vol. 8. No. 3. P. 1277–1282.
173. Petrov I., Adibi F., Green J.E. et al. *Use of an externally applied axial magnetic field to control ion/neutral flux ratios incident at the substrate during magnetron sputter deposition* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. Vol. 10. No. 5. P. 3283-3287.
174. Adibi F., Petrov I., Green J.E. et al. *Effects of high-flux low-energy (20-100 eV) ion irradiation during deposition on the microstructure and preferred orientation of  $Ti_{0.5}Al_{0.5}N$  alloys grown by ultra-high-vacuum reactive magnetron sputtering* // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 73. No. 12. P. 8580–8589.
175. Savvides N. *Ion-assisted deposition and metastable structures* // Thin Solid Films. 1988. Vol. 163. P. 13–32.
176. Laing K., Hampshire J., Teer D., Chester G. *The effect of ion current density on the adhesion and structure of coatings deposited by magnetron sputter ion plating* // Surf. Coat. Technol. 1999. Vol. 112. P. 177-180.
177. Teer D.G. *Magnetron sputter ion plating.* Патент Великобритании GB 2 258 343. (заявл. 17.03.1990, опубл. 3.02.1993). Эквивалентные патенты: WO 9 114 797, EP 0 521 045, DE 69 128 195, US 5 556 519.
178. Musil J. *Microwave plasma: its characteristics and applications in thin film technology* // Vacuum. 1986. Vol. 36. No. 1-3. P. 161-169. || Musil J. *Deposition of thin films using microwave plasma. Present status and trends.* – Invited lecture at Int. Workshop on Microwave Plasma and its Application, Physical Vacuum and New Interactions in Nature. Звенигород. Россия, 1994.
179. Белевский В.П., Кузьмичёв А.И., Массалитин Э.Ф. *Импульсная ионная обработка и осаждение тонких пленок и покрытий.* – Киев: Об-во "Знание" Украины, 1991.



180. Кузьмичёв А.И. *Применение импульсных режимов при физическом осаждении покрытий в разрядах низкого давления и вакууме* // ВАНТ. Сер. ВЧМСП (Харьков). 1999. Вып. 2(10). С. 29–39.
181. Li Q. et al. *Low-temperature magnetron sputter-deposition, hardness, and electrical resistivity of amorphous and crystalline alumina thin films* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2000. Vol. 18. No. 5. P. 2333-2338.
182. Barnat E., Lu T.-M. *Pulsed bias magnetron sputtering of thin films on insulators* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. Vol. 17. No. 6. P. 3322–3325. || Barnat E., Lu T.-M. *Transient charging effects on insulating surfaces exposed to a plasma during pulse biased DC magnetron sputtering* // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 90. No 12. P. 5898-5903. || Barnat E., Lu T.-M. *Measurement energy distributions of ions driven by an asymmetrically pulsed bias during magnetron sputtering* // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92. No. 6. P. 2984-2989.
183. Kelly P.J., Hall R., O'Brien J. et al. *Substrate effects during mid-frequency pulsed DC biasing* // Surf. Coat. Technol. 2001. Vol. 142–144. P. 635–641. || Kelly P.J., Hall R., O'Brien J. et al. *Studies of mid-frequency pulsed DC biasing* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2001. Vol. 19. No. 6. P. 2856-2865.
184. Li D., Lopez S., Chung Y.W. et al. *Ionized magnetron sputter deposition of amorphous carbon nitride thin films* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1995. Vol. 13. No. 3. P. 1063–1066.
185. Joo J. *Low-temperature polysilicon deposition by ionized magnetron sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2000. Vol. 18. No. 4. P. 2006–2011.
186. Westwood W.D. *Reactive Sputtering*. – In Physics of thin films. Advances in research and development. Contemporary preparation techniques / Ed. M.H. Francombe, J.L. Vossen. – San Diego. USA: Academic Press, 1989. P. 1–79.
187. Cormia R.L., Trumbly T.A., Andreson S. *Method for coating a substrate*. Патент США 4 046 659 (заявл. 10.01.1975, опубл. 6.09.1977).
188. Este G., Westwood W.D. *A quasi-direct-current sputtering technique for the deposition of dielectrics at enhanced rates* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1988. Vol. 6. No. 3. P. 1845-1848.
189. Green R. *Process and apparatus for coating conducting pieces using a pulsed glow discharge*. Патент США 5 015 493 (заявл. 11.01.1988 (приоритет Германии 11.01.1987), опубл. 14.05.1991). Эквивалентные патенты: DE 3 700 633; EP 275 018.
190. Münz W.D., Petersein H., Scherer M. *Einrichtung für die Beschichtung eines Substrats mit einem Material, das aus einem Plasma gewonnen wird*. Патент ФРГ 3 802 852 (заявл. 1.02.1988, опубл. 3.08.1989).
191. Scherer M., Schmitt J., Latz R., Schanz M. *Reactive alternating current magnetron sputtering of dielectric layers* // J. Vac. Sci. Technol. 1992. Vol. A10. No. 4. P. 1772-1776.

192. Glocker D.A. *Influence of the plasma on substrate heating during low-frequency reactive sputtering of AlN* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1993. Vol. 11. No. 6. P. 2989–2993.
193. Schiller S., Goedicke K., Reschke J. et al. *Pulsed magnetron sputter technology* // Surf. Coat. Technol. 1993. Vol. 61. P. 331–337. || Schiller S., Kirchhoff V., Goedicke K., Schiller N. *Pulsed Plasma – a New Era of PVD-Technique*. – In: FEP Annual Report. Dresden: FEP, 1996. P. 23–30.
194. Perry F., Billard A., Frantz C. *An investigation of the pulse characteristics on deposition rate of reactively sputtered titanium dioxide films synthesised with a low-frequency modulation of the discharge current* // Surf. Coat. Technol. 1997. Vol. 94–95. P. 339–344. || Billard A., Perry F., Frantz C. *Stable and unstable conditions of the sputtering mode by modulating at low frequency the current of a magnetron discharge* // Ibid. P. 345–351. || Perry F., Billard A., Frantz C. *An optical emission spectroscopy study of a reactive magnetron sputtering Ar-O<sub>2</sub> discharge modulated at low frequency* // Ibid. P. 681–685. || Lapostolle F., Loi T.H., Billard A., Frantz C. *Enhanced deposition rate of d.c. reactively sputtered TiO<sub>2</sub> films by means of low-frequency modulation of the discharge current* // Surf. Coat. Technol. 1997. Vol. 97. P. 574–581. || Lapostolle F., Billard A., von Stebut J. *Structure/mechanical properties relationship of titanium-oxygen coatings reactively sputter-deposited* // Surf. Coat. Technol. 2000. Vol. 135. P. 1–7.
195. Kirchhoff V., Kopte T., Winkler T. et al. *Dual magnetron sputtering (DMS) system with sine-wave power supply for large-area coating* // Surf. Coat. Technol. 1998. Vol. 98. P. 828–833.
196. Brauer G. *Large area glass coating* // Surf. Coat. Technol. 1999. Vol. 112. P. 358–365.
197. Brauer G., Szczybowski J., Teschner G. *Mid frequency sputtering – a novel tool for large area coating* // Surf. Coat. Technol. 1997. Vol. 94–95. P. 658–662. || Ruske M., Brauer G., Pistner J. et al. *Properties of SiO<sub>2</sub> and Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> layers deposited by MF twin magnetron sputtering using different target materials* // Thin Solid Films. 1999. Vol. 351. P. 158–163.
198. Koski K., Holsa J., Juliet P. *Properties of aluminium oxide thin films deposited by reactive magnetron sputtering* // Thin Solid Films. 1999. Vol. 339. P. 240–248. || Koski K., Holsa J., Juliet P. *Deposition of aluminium oxide films by reactive magnetron sputtering* // Surf. Coat. Technol. 1999. Vol. 116–119. P. 716–720.
199. May C., Strumpfel J. *ITO coating by reactive magnetron sputtering – comparison of properties from DC and MF processing* // Thin Solid Films. 1999. Vol. 351. P. 48–52.
200. Posadowski W.M. *Pulsed magnetron sputtering of reactive compounds* // Thin Solid Films. 1999. Vol. 343/344. P. 85–89.
201. Christie D.J., Kovalevskii D., Morgan D.E. et al. *The next generation of high power supplies for large area dual magnetron sputtering*. – In Proc. 7<sup>th</sup>

- Int. Conf. on Architectural and Automotive Glass "Glass Processing Days". Tampere. Finland, 2001. P. 786-789.
202. Krause U., List M., Mecke H., Sommer S. *Process dynamic of high power pulsed magnetron sputtering for large area coating*. – In Proc. 7<sup>th</sup> Int. Conf. on Architectural and Automotive Glass "Glass Processing Days". Tampere. Finland. 2001, p. 811-814.
203. O'Brien J., Kelly. *Characterization studies of the pulsed dual cathode magnetron sputtering process for oxide films* // Surf. Coat. Technol. 2001. Vol. 142-144. P. 621-627.
204. Проспекты фирмы ADVANCED ENERGY. – США.
205. Проспекты фирмы APPLIED FILMS. – Германия.
206. Проспекты фирмы ENI. – США.
207. Проспекты фирмы HUTTINGER. – Германия.
208. Проспекты фирмы MAGTRON. – Германия.
209. Проспекты фирмы MELEC. – Германия.
210. Bugaev S.P., Koval N.N., Sochugov N.S., Zakharov A.N. *Investigation of high-current pulsed magnetron discharge initiated in the low-pressure diffuse arc plasma*. – In Proc. XVIIth Int. Symp. on Discharges and Electr. Insulation in Vacuum. Berkley. USA, 1996. P. 1074-1076. || Bugaev S.P., Podkovyrov V.G., Sochugov N.S. et al. *Ion-assisted pulsed magnetron sputtering deposition of ta-C films* // Thin Solid Films. 2001. Vol. 389. P. 16-26.
211. Kouznetsov V., Macak K., Schneider J.M. et al. *A novel pulsed magnetron sputter technique utilizing very high target power densities* // Surf. Coat. Technol. 1999. Vol. 122. P. 290-293. || Macak K., Kouznetsov V., Schneider J.M. et al. *Ionized sputter deposition using an extremely high plasma density pulsed magnetron discharge* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2000. Vol. 18. No. 4. P. 1533-1537.
212. Ehasarian A.P., New R., Münz W.-D. et al. *Influence of high power densities on the composition of pulsed magnetron plasmas* // Vacuum. 2002. Vol. 65. P. 147-154. || Ehasarian A.P., Münz W.-D., Hulman L. et al. *High power pulsed magnetron sputtered CrN<sub>x</sub> films* // Surf. Coat. Technol. 2003. Vol. 163/164. P. 267-272.
213. Suzuki K. *State of the art in large area vacuum coatings on glass* // Thin Solid Films. 1999. Vol. 351. P. 8-14.
214. Heister U., Krempel-Hesse J., Szczybowski J. et al. *TwinMag<sup>TM</sup> II attempts to improve an excellent sputter tool* // Thin Solid Films. 1999. Vol. 351. P. 27-31. || Szczybowski J., Brauer G., Ruske M. et al. *New low emissivity coating based on TwinMag<sup>®</sup> sputtered TiO<sub>2</sub> and Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> layers* // Ibid. 1999. Vol. 351. P. 254-259.
215. Enjouji K., Ikeizumi H., Murata K. et al. *Method and apparatus for forming oxide coating by reactive sputtering by reactive sputtering technique*.

- Патент США 4 407 709 (заявл. 31.03.1982 (приоритет Японии 31.03.1981), опубл. 4.10.1983).
216. Бурмаков А.П., Зайков В.А., Лабуда А.А., Чёрный В.Е. *Неустойчивость процесса реактивного магнетронного распыления* // Журн. прикл. спектроскопии. 1996. Т. 63. № 6. С. 1049–1053.
217. May C., Strumpfel J. *Balanceregeling fur reaktives Magnetronsputtern zur optischen Grossflächenbeschichtung (Balance control for reactive magnetron sputtering for large area optical coating)* // *Vakuum in Forschung und Praxis*. 2000, № 2, S. 79–84.
218. Strumpfel J. *Fundamental and trends in plasma surface processing*. – Presentation in 8<sup>th</sup> Conf. on Plasma Surface Engineering. Garmisch-Partenkirchen. Germany, 2002. || Strumpfel J. *Mid-frequency powered sputtering processes in industrial scale production coaters*. – Presentation at European Workshop on Pulsed Plasma Surface Technologies (PPST 2002). Dresden. Germany, 2002.
219. Кузьмичёв А.И. *Модуляторы для импульсного питания магнетронных распылительных систем*. – В мат. 7 Междунар. симп. “Тонкие пленки в электронике”. Йошкар-Ола, 1996. С. 237–240.
220. Крижановский В.И., Кузьмичёв А.И., Шендаков А.И. *Глеющий разряд в бегущем поперечном магнитном поле*. – В кн.: *Ионная техника и её применение*. К.: Об-во “Знание” Украинской ССР, 1975. С. 25–26.
221. Беришвили З.В., Галахадзе И.Г., Схиладзе Г.А., Чубинишвили З.Н. *Магнитная система магнетронного распылительного устройства с вращающимся магнитным блоком* // *Электронная техника. Сер. 7. ТОПО*. 1989. Вып 2. С. 28. || Беришвили З.В., Схиладзе Г.А., Галахадзе И.Г. *Осаждение многослойных покрытий с использованием магнетронных распылительных устройств* // *Электронная промышленность*. 1990. № 2. С. 29–30.
222. Kukla R., Bahr M., Beisswenger S. et al. *High rate sputtering of metals and metal oxides with a moving plasma zone* // *Thin Solid Films*. 1993. Vol. 228. No. 1–2. P. 51–55.
223. Musil J. *Rectangular magnetron with full target erosion* // *J. Vac. Sci. Technol. A*. 1999. Vol. 17. No. 2. P. 555–563.
224. Nikiforov S.A., Urm K.W., Kim G.H. et al. *Preparation and characterization of TiN coatings produced by combination of PVD and ICP assisted magnetron PVD* // *Surf. Coat. Technol.* 2003. Vol. 171. P. 106–111.
225. Ma F., Li G., Li H. et al. *Diamond-like carbon gradient film prepared by unbalanced magnetron sputtering and plasma immersion ion implantation hybrid technique* // *Material Lett.* 2002. Vol. 57. P. 82–86.
226. Münz W.-D., Hauzer F.J.M., Schulze D., Buil B. *A new concept for physical vapor deposition coating combining the methods of arc evaporation and unbalanced-magnetron sputtering* // *Surf. Coat. Technol.* 1991. Vol. 49. P. 161–167. || Donohue L.A., Münz W.-D., Lewis D.B. et al. *Large-scale*

- fabrication of hard superlattice thin films by combined steered arc evaporation and unbalanced magnetron sputtering* // Ibid. 1997. Vol. 93. P. 69-87. || Donohue L.A., Smith I.J., Münz W.-D. et al. *Microstructure and oxidation-resistance of  $Ti_{1-x}Al_xCr_yY_zN$  layers grown by combined steered-arc/unbalanced-magnetron-sputter deposition* // Ibid. 1997. Vol. 94/95. P. 226-231. || Schonjahn C., Donohue L.A., Lewis D.B. et al. *Enhanced adhesion through local epitaxy of transition-metal nitride coatings on ferritic steel promoted by metal ion etching in a combined cathodic arc/unbalanced magnetron deposition system* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2000. Vol. 18. No 4. P. 1718-1723. || Schonjahn C., Paritong H., Münz W.-D. et al. *Influence of the interface composition on the corrosion behavior of unbalanced magnetron grown niobium coatings on steel* // Ibid. 2001. Vol. 19. No 4. P. 1392-1398. || Hovsepian P.Eh., Lewis D.B., Münz W.-D. *Recent progress in large scale manufacturing of multilayer/superlattice hard coatings* // Surf. Coat. Technol. 2000. Vol. 133/134. P. 166-175. || Leyens C., Peters M., Hovsepian P.Eh. et al. *Novel coating systems produced by the combined cathodic arc/unbalanced magnetron sputtering for environmental protection of titanium alloys* // Ibid. 2002. Vol. 155. P. 103-111. || Ehasarian A.P., Hovsepian P.Eh., Hultman L., Helmersson U. *Comparison of microstructure and mechanical properties of chromium nitride-based coatings deposited by high power impulse magnetron sputtering and by the combined steered cathodic arc/unbalanced magnetron technique* // Thin Solid Films. 2004. Vol. 457. P. 270-277. || Lewis D.B., Reitz D., Wustefeld C. et al. *Chromium nitride/niobium nitride nano-scale coatings deposited at low temperature by the combined cathodic arc/unbalance magnetron technique* // Ibid. 2006. Vol. 503. P. 133-142.
227. Данилин Б.С., Кирсеев В.Ю. *Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов.* – М.: “Энергоатомиздат”, 1987.
228. Nata T., Noda E., Morimoto O., Hada T. *High rate deposition of thick piezoelectric ZnO films using a new magnetron sputtering technique* // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 37. No. 7. P. 633-635.
229. Hubner D., Meister W., Reissmuller L. et al. *Metallization of semiconductor devices by high rate sputtering of aluminum* // Thin Solid Films. 1978. Vol. 54. P. 345-351. || Schiller S., Heisig U., Strumpfel J. et al. *Reactive DC high-rate sputtering with the magnetron/plasmatron for industrial applications* // Vakuum - Technik. 1981. Jg. 30. H. 1. S. 3-14. || Schiller S., Heisig U., Goedicke K. et al. *Methods and applications of plasmatron high rate sputtering in microelectronics, hybrid microelectronics and electronics* // Thin Solid Films. 1982. Vol. 92. P. 81-98. || Schiller S., Heisig U., Goedicke K. *Hochrate-Sputter-Technik* // Vakuum-Technik. 1983. Jg. 32. H. 2. S. 35-47.

230. Wilson R.W., Terry L.E. *Application of high-rate  $E \times B$  or magnetron sputtering in the metallization of semiconductor devices* // J. Vac. Sci. Technol. 1976. Vol. 13. No. 1. P. 157-164.
231. Фрейзер Д. *Металлизация*. — В кн. Технология СВИС. Кн. 2. / Под ред. С. Зи. — М.: Мир, 1986. С. 62-111.
232. Münz W.-D. *Rozpylanie reaktywne azotkow i weglikow* // Elektronika (Польша). 1986. Т. 27. № 5. С. 3-11. || Münz W.-D., Hofman D., Hartig K. *A high rate sputtering process for the formation of hard friction-reducing TiN coatings on tools* // Thin Solid Films. 1982. Vol. 96. P. 79-86.
233. Teer D.G. *Technical note: a magnetron sputter ion-plating system* // Surf. Coat. Technol. 1989. Vol. 39/40. P. 565-572.
234. Clarke G.A., Osborne N.R., Parsons R.R. *Magnetic field and substrate position effects on the ion/deposition flux ratio in magnetron sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1991. Vol. 9. No. 3. P. 1166-1170.
235. Telling N.D., Petty M., Crapper M.D. *Simple method for the control of substrate ion fluxes using an unbalanced magnetrons* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1998. Vol. 16. No. 1. P. 145-147.
236. Griepentrog M., Mackrodt B., Mark G., Linz T. *Properties of TiN hard coatings prepared by unbalanced magnetron sputtering and cathode arc deposition using a uni- and bipolar pulsed bias voltage* // Surf. Coat. Technol. 1995. Vol. 74/75. P. 326-332.
237. Kadlec S., Musil J., Münz W.-D. et al. *Reactive deposition of TiN films using an unbalanced magnetron* // Surf. Coat. Technol. 1989. Vol. 39/40. P. 487-497.
238. Kadlec S., Musil J., Münz W.-D. *Sputtering systems with magnetically enhanced ionization for ion plating of TiN* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1990. Vol. 8. No. 3. P. 1318-1324.
239. Семашко Н.Н., Владимиров А.Н., Кузнецов В.В. и др. *Инжекторы быстрых атомов водорода*. — М.: Энергоиздат, 1981.
240. Johansson M.P., Ivanov I., Hiltman L. et al. *Low-temperature deposition of cubic BN:C films by unbalanced direct current magnetron sputtering of a  $B_4C$  target* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1996. Vol. 14. No. 6. P. 3100-3107.
241. O'Brien J., Arnell R.D. *The production and characterization of chemically reactive porous coatings of zirconium via unbalanced magnetron sputtering* // Surf. Coat. Technol. 1996. Vol. 86/87. P. 200-206.
242. Spencer A.G., Oka K., Howson R.P., Lewin R.W. *Activation of reactive sputtering by a plasma beam from an unbalanced magnetron* // Vacuum. 1988. Vol. 38. No. 8-10. P. 857-859.
243. Belkind A., Orban Z. *Magnetic biasing effects while using an unbalanced planar magnetron* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1993. Vol. 11. No. 3. P. 642-646.

244. Engstrom C., Berlind T., Birch J. et al. *Design, plasma studies, and ion assisted thin film growth in an unbalanced dual target magnetron sputtering system with a solenoid coil* // Vacuum. 2000. Vol. 56. P. 107–113.
245. Kirchhoff V., Budke E., Schiller S. et al. *Zerstaubungs einrichtung*. Патент ГДР 252205 (заявл. 01.09.1986, опубли. 09.12.1987).
246. Rohde S.L., Sproul W.D., Rohde J.R. *Correlations of plasma properties and magnetic field characteristics to TiN film properties formed using a dual magnetron system* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1991. Vol. 9. No. 3. P. 1178–1183. || Rohde S.L., Nelson A.J., Mason A., Sproul W.D. *Characterization of tiN films deposited using multicathode unbalanced magnetrons* // Ibid. 1992. Vol. 10. No. 4. P. 1797–1803.
247. Muralidhar G.K., Musil J., Kadlec S. *Discharge characteristics of a facing target sputtering device using unbalanced magnetrons* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1996. Vol. 14. No. 4. P. 2182–2186.
248. Kelly P.J., Arnell R.D. *The influence of magnetron configuration on ion current density and deposition in a dual unbalanced magnetron sputtering system* // Surf. Coat. Technol. 1998. Vol. 108/109. P. 317–322.
249. Bates R.I., Abu-Zeid O.A. *Deposition of highly supersaturated metastable aluminium-molibdenium alloys by closed field unbalanced magnetron sputtering* // Vacuum. 1996. Vol. 47. No. 2. P. 107–111.
250. Hampshire J., Kelly P.J., Teer D.G. *The structure of co-deposited aluminium-titanium alloy coatings* // Thin Solid Films. 2004. Vol. 447–448. P. 418–424.
251. Zeng X.T. *Unbalanced magnetron sputtered carbon composite coatings* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. Vol. 17. No. 4. P. 1991–1995.
252. Stallard J., Mercs D., Teer D.G. et al. *A study of the tribological behaviour of three carbon-based coatings, tested in air, water and oil environments at high loads* // Ibid. 2004. Vol. 177–178. P. 545–551.
253. Ведерников В.А., Данилина Т.И. *Применение низковольтного пеннинговского разряда для получения тонких диэлектрических плёнок* // Микроэлектроника. 1973. Т. 2. Вып. 3. С. 248–251. || Ведерников В.А., Гурин В.Н., Данилина Т.И. *Получение равномерных по толщине плёнок с помощью пеннинговской газоразрядной камеры* // ПТЭ. 1976. № 3. С. 243–245.
254. Кононкова Н.Н., Рейхрудель Э.М., Смирницкая Г.В. *Разряд с осциллирующими электронами как метод нанесения тонких плёнок* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 3. С. 599–605. || Смирницкая Г.В., Яхшиева Е.В. *Распределение напылённого металла по поверхности анода при катодном распылении в разряде с осциллирующими электронами* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 424–428.
255. Holland L.A. *Improvements in or relating to cathode sputtering apparatus*. Патент Великобритании 736 512 (заявл. 25.08.1952, опубли. 07.09.1955).

256. Window B., Sharples F., Savvides N. *Magnetically confined sputter source with high ion flux* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1985. No. 6. P. 2368-2372.
257. Naoe M., Hoshi Y., Yamanaka S. *A reactive sputtering method for preparation of berthollide type of iron oxide films* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. No. 3. P. 2748-2750. || Jiang E.Y., Sun D.C., Lin C. et al. *Facing targets sputtered Fe-N gradient films* // Ibid. 1995. Vol. 78. No. 4. P. 2596-2600.
258. Минайчев В.Е., Одинокое В.В., Спиваков Д.Д., Тюфаева Г.П. *Магнетронное распыление магнитных материалов*. – М.: ЦНИИ “Электроника”. Обзоры по электронной технике. Сер. 7. 1985. Вып. 14(1138).
259. Кузьмичёв А.И., Лобанов В.И. *Устройство для распыления магнитных материалов в вакууме*. Авт. свид. СССР 1 707 994 (заявл. 14.02.1990, опубл. 22.09.1991).
260. Fan Q. *Uniformity of targets erosion and magnetic film thickness distribution in the target-facing-type sputtering method* // J. Vac. Sci. Technol. 1992. A. Vol. 10. No. 5. P. 3371-3375.
261. Matsuoka M., Hoshi Y., Naoe M. *RF and DC discharge characteristics for opposed-targets sputtering* // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. No. 6. P. 2096-2102. || Matsuoka M., Hoshi Y., Naoe M. *Unbalanced potential discharge characteristics for opposed-targets sputtering system* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1987. Vol. 5. No. 1. P. 52-56. || Niimura Y., Naoe M. *Facing targets sputtering system for depositing Co-Cr perpendicular magnetic recording media* // Ibid. P. 109-110. || Niimura Y., Naoe M. *Sputter deposition of Co-Cr thin film media on high-speed rotating disk substrate* // ibid. No. 2. P. 191-195. || Matsuoka M., Hoshi Y., Naoe M. *Reactive synthesis of well-oriented zinc-oxide films by means of the facing targets sputtering method* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. No. 6. P. 2098-2103.
262. Гицу Д.В., Доница Ф.Г., Канцер Ч.Т. и др. *Получение ВТСП-плёнок методом распыления встречных мишеней* // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1990. Т. 3. № 4. С. 681-685.
263. Wang Yi., Jing E.Y., Bai H., Wu P. *Study of CN films synthesized by facing target sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. Vol. 17. No. 6. P. 3308-3311. || Shi J.R., Wang J.P. *Diamond-like carbon films prepared by facing-target sputtering* // Thin Solid Films. 2002. Vol. 420/421. P. 172-176.
264. Takahashi T., Nakabayashi H. *Dependence of working gas pressure and ratio of Ar to O<sub>2</sub> on properties of TiO<sub>2</sub> films deposited by facing targets sputtering* // Thin Solid Films. 2002. Vol. 420/421. P. 433-437. || Takahashi T., Nakabayashi H., Terasawa T., Masugata K. *Atomic force microscopy observation of TiO<sub>2</sub> films deposited by DC reactive sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. A. Vol. 20. No. 4. P. 1205-1209.



265. Кервалишвили Н.А. Устройство для нанесения плёнок в вакууме. Авт. свид. СССР 1 437 412 (заявл. 45.11.1985, опубл. 15.11.1988).
266. Matsuoka M., Ono K. *Dense plasma production for high rate sputtering by means of an electric mirror* // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. No. 21. P. 2025–2027. || Matsuoka M., Ono K. *Dense plasma production and film deposition by new high-rate sputtering using an electric mirror* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1989. Vol. 7. No. 4. P. 2652–2657. || Matsuoka M., Tohno S. *1.54  $\mu\text{m}$  wavelength emission of erbium-doped silicon films grown by ion beam epitaxy using sputtering-type metal ion source* // Appl. Phys. Lett. 1995. Vol. 66. No. 15. P. 1862–1864. || Matsuoka M., Tohno S. *Ion beam epitaxy of silicon films in an ultrahigh vacuum using a sputtering-type metal ion source* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1995. Vol. 13. No. 2. P. 305–313. || Matsuoka M., Tohno S. *Radio frequency electric-mirror sputtering deposition* // Ibid. No. 5. P. 2420–2426.
267. Helmer J.C. *Planar penning magnetron sputtering device*. Патент США 4 629 548 (заявл. 3.04.1985, опубл. 16.12.1986).
268. Wang Z., Cohen S.A. *Hollow cathode magnetron* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. Vol. 17. No. 1. P. 77–82. || Wang Z., Cohen S.A. *Geometrical aspects of a hollow-cathode planar magnetron* // Phys. Plasmas. 1999. Vol. 6. No. 5. P. 1655–1666.
269. Bradley J.W., Cecconello M. *Modifying the electrical characteristics of magnetron sputtering sources using hollow cathode structured targets* // Vacuum. 1998. Vol. 49. No. 4. P. 315–329. || Bradley J.W., Willett D.M., Gonzalvo Y.A. *Hollow cathode magnetrons with target gas feed* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. Vol. 17. No. 6. P. 3333–3339. || Bradley J.W. *The use of hollow cathode structured magnetron targets* // Surf. Coat. Technol. 1999. Vol. 120/121. P. 697–703.
270. Mikalsen D.J., Rossnagel S.M. *Large area cathode lift-off sputter deposition device*. Патент США 4 824 544 (заявл. 29.10.1987, опубл. 25.04.1989). || Rossnagel S.M., Mikalsen D.J., Kinoshita H., Cuomo J.J. *Collimated magnetron sputter deposition* // J. Vac. Sci. Technol. 1991. A. Vol. 9. No. 2. P. 261–265.
271. Adachi R., Takeshita K. *Magnetron sputtering with additional ionization effect by electron beam* // J. Vac. Sci. Technol. 1982. Vol. 20. No. 1. P. 98–99.
272. Nihei M., Suwa M., Chigasaki M. *Thin film forming method through sputtering and sputtering device*. Патент США 4 692 230 (заявл. 15.04.1986, опубл. 8.09.1987).
273. Nieh S.K., Matossian J.N., Krajenbrink F.G. *Plasma-enhanced magnetron-sputtered deposition of materials*. Патент США 5 346 600 (заявл. 14.08.1992, опубл. 13.09.1994). Эквивалентные патенты: EP 0 583 736, JP 6 192 834. || Matossian J., Wei R., Vajo J. et al. *Plasma-*

- enhanced, magnetron-sputtered deposition (PMD) of materials* // Surf. Coat. Technol. 1998. Vol. 108-109. P. 496-506. || Wei R., Vajo J.J., Matossian J.N., Gardos M.N. *Aspects of plasma-enhanced magnetron-sputtered deposition of hard coatings on cutting tools* // Ibid. 2002. Vol. 158-159. P. 465-472. || Fortuna S.V., Sharkeev Yu.P., Matossian J.N. et al. *Microstructural features of wear-resistant titanium nitride coatings deposited by different methods* // Thin Solid Films. 2000. Vol. 377-378. P. 512-517.
274. Voevodin A.A., Stevenson P., Rebholz C. et al. *Active process control of reactive sputter deposition* // Vacuum. 1995. Vol. 46. No. 7. P. 723-729. || Schneider J.M., Rebholz C., Voevodin A.A. et al. *Deposition and characterization of nitrogen containing stainless steel coatings prepared by reactive magnetron sputtering* // Ibid. 1996. Vol. 47. No. 9. P. 1077-1080.
275. Meletis E.I. *Intensified plasma-assisted processing: science and engineering* // Surf. Coat. Technol. 2002. Vol. 149. P. 95-113.
276. Nam K.H., Han J.G. *Microstructure and optical properties of MgO films synthesized by closed-field unbalanced magnetron sputtering with additional electron emission* // Surf. Coat. Technol. 2003. Vol. 171. P. 51-58.
277. Lidsky L.M., Rothleder S.D., Rose D.J. et al. *Highly ionized hollow cathode discharge* // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33. No. 8. P. 2490-2497.
278. Cuomo J., Kaufman H.R., Rossnagel S.M. *Hollow cathode enhanced magnetron sputter device*. Патент США 4 588 490 (заявл. 22.05.1985, опублик. 13.05.1986). || Cuomo J., Rossnagel S.M. *Hollow-cathode-enhanced magnetron sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1986. Vol. 4. No. 3. P. 393-396.
279. Dawson-Elli D.F., Lefkow A.R., Nordman J.E. *A comparison of SiO<sub>2</sub> planarization layers by hollow cathode enhanced direct current reactive magnetron sputtering and radio frequency magnetron sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. 1990. Vol. 8. No. 3. P. 1294-1298. || Dawson-Elli D.F., Fung C.A., Nordman J.E. *DC reactive magnetron sputtered NbN thin films prepared with and without hollow cathode enhancement* // IEEE Trans. Magnetics. 1991. Vol. 27. No. 2. P. 1592-1595.
280. Joshi R.V. *A highly reliable low temperature Al-Cu line/via metallization for sub-half micrometer CMOS* // IEEE Electron Device. Lett. 1995. Vol. 16. No. 6. P. 233-235.
281. Joshi R.V., Cuomo J.J., Dalai H.M., Hsu L.L. Патенты США: *Refractory metal capped low resistivity metal conductor lines and vias*. No. 5 300 813 (заявл. 26.02.1992, опублик. 5.04.1994) и *Refractory metal capped low resistivity metal conductor lines and vias formed using PVD and CVD*. No. 5 403 779 (заявл. 12.08.1992, опублик. 4.04.1995).
282. C.J. Backhouse, K. Robbie, J. Parks et al. *Electrostatic scattering of ionic species in low pressure sputtering of Ti and TiN* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1996. Vol. 14. No. 4. P. 2175-2181. || Backhouse C.J., Dew S.K., Brett M.J. *Hollow-cathode assisted sputtering* // Ibid. P. 2674-2676.

283. Ананьев О.А., Дьяченко Б.А., Павлов В.Я. *Высокочастотные источники ионов для ионной технологии*. – К.: Ин-т физики АН УССР, 1990. Препринт № 15.
284. Liberman M.A., Lichtenberg A.J. *Principles of plasma discharges and materials processing*. – N.Y.: John Wiley and Sons, 1994 (2005).
285. Onuki J., Nihei M., Suwa M. et al. *Study on step coverage and (111) preferred orientation of aluminum film deposited by a new switching bias sputtering method* // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. No. 11. P. 968–970. || Nihei M., Onuki J., Yasushi K. et al. *Method and apparatus for sputtering*. Патент США 4 999 096 (заявл. 29.06.1988 (приоритет Японии 30.06.1987), опубл. 12.03.1991).
286. Barnes M.S., Forster J.C., Keller J.H. *Apparatus for depositing material into high aspect ratio holes*. Патент США 5 178 739 (заявл. 25.09.1991, опубл. 12.01.1993).
287. Suzuki K., Howson R.P. *Ion plating for optical coating*. – In Proc. Int. Ion Engineering Congress – ISIAT'83 & IPAT'83. Kyoto, Japan, 1983. P. 889–899 (см. также в этой работе ссылку [7]: Y. Murayama, M. Matsumoto, K. Kashiwagi. OYO BUTURI. Japan. 1973. Vol. 43. P. 687).
288. Rossnagel S.M., Hopwood J. *Magnetron sputter deposition with high levels of metal ionization* // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 63. No. 24. P. 3285–3287. || Rossnagel S.M., Hopwood J. *Metal ion deposition from ionized magnetron sputtering discharge* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1994. Vol. 12. No. 1. P. 449–453.
289. Hamaguchi S., Rossnagel S.M. *Simulations of trench-filling profiles under ionized magnetron sputter metal deposition* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1995. Vol. 13. No. 2. P. 183–191. || Hamaguchi S., Rossnagel S.M. *Liner conformality in ionized magnetron sputter metal deposition processes* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1996. Vol. 14. No. 4. P. 2603–2608. || Nichols C.A., Rossnagel S.M., Hamaguchi S. *Ionized physical vapor deposition of Cu for high aspect ratio damascene trench fill applications* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1996. Vol. 14. No. 5. P. 3270–3275.
290. Cheng P.F., Rossnagel S.M., Ruzic D.N. *Directional deposition of Cu into semiconductor trench structures using ionized magnetron sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1995. Vol. 13. No. 2. P. 203–208.
291. Hopwood J., Qian F. *Mechanisms for highly ionized magnetron sputtering* // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 78. No. 2. P. 758–765. || Dickson M., Qian F., Hopwood J. *Quenching of electron temperature and electron density in ionized physical vapor deposition* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1997. Vol. 15. No. 2. P. 340–344. || Dickson M., Hopwood J. *Axially-resolved study of highly ionized physical vapor deposition* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1997. Vol. 15. No. 4. P. 2307–2312. || Dickson M., Zhong G., Hopwood J. *Radial uniformity of an external-coil ionized physical vapor deposition source* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1998. Vol. 16. No. 2. P. 523–531.

292. Schneider J.M., Sproul W.D., Voevodin A.A., Matthews A. *Crystalline alumina deposited at low temperature by ionized magnetron sputtering*. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1997. Vol. 15. No. 3. P. 1084–1088.
293. Grapperhaus M.J., Krivokapic Z., Kushner M.J. *Design issues in ionized metal physical vapor deposition of copper* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. No. 1. P. 35–43. || Lu J., Kushner M.J. *Sputter heating in ionized metal physical vapor deposition*. – In Proc. 26 IEEE Int. Conf. Plasma Sci. USA, 1999. 1D05. P. 98.
294. Vanderbecq A.-C., Wautelet M., Dauchot J.P. et al. *Diagnostics of inductively amplified magnetron discharges by optical emission, absorption spectroscopy, and Langmuir probe measurements*. // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84. No. 1. P. 100–106. || Konstantinidis S., Ricard A., Ganciu M. et al. *Measurement of ionic and neutral densities in amplified magnetron discharges by pulsed absorption spectroscopy* // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. No. 5. P. 2900–2905. || Molle C., Beauvois A., Wautelet M. et al. *Characterization of an inductively amplified magnetron plasma by glow discharge mass spectrometry* // Vacuum. 1999. Vol. 53. P. 17–20.
295. Hayden D.B., Juliano D.R., Green K.M. et al. *Characterization of magnetron-sputtered partially ionized aluminum deposition* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1998. Vol. 16. No. 2. P. 624–627. || Allain M.M.C., Hayden D.B., Juliano D.R., Ruzic D.N. *Characterization of magnetron-sputtered partially ionized deposition as a function of metal and gas species* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2000. Vol. 18, No. 3. P. 797–801.
296. Chiu K.-F., Blamire M.G., Barber Z.H. *Microstructure modification of silver films deposited by ionized magnetron sputter deposition* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. Vol. 17. No. 5. P. 2891–2895.
297. Foster J.E., Wang W., Wendt A.E., Booske J. *Antenna sputtering in an internal inductively coupled plasma for ionized physical vapor deposition* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1998. Vol. 16. No. 2. P. 532–535. || Wang W., Forster J., Snodgrass T. et al. *An RF sustained argon and copper plasma for ionized physical vapor deposition of copper*. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. No. 11. P. 7556–7561. || Lu Z.C., Foster J.E., Snodgrass T.G. et al. *Measurement of electron energy distribution in an argon/copper plasma for ionized physical vapor deposition* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. Vol. 17. No. 3. P. 840–844. || Tanaka Y., Kim E., Forster J., Xu Z. *Properties of titanium nitride film deposited by ionized metal plasma source* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1999. Vol. 17. No. 2. P. 416–422.
298. Joo J. *Plasma diagnostics of magnetic field assisted ionized magnetron sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. Vol. 17. No. 4. P. 2368–2373. || Joo J. *Ionization enhancement in ionized magnetron sputter deposition* // Ibid. 2000. Vol. 18. No. 1. P. 23–29. || Lim J.-W., Park H.-S., Park T.-H. et al. *Mechanical properties of titanium nitride coatings deposited by inductively*

- coupled plasma assisted direct current magnetron sputtering* // Ibid. 2000. Vol. 18. No. 2. P. 524-528.
299. Ducros C., Benevent V., Juliet P., Sanchette F. *Characterisation of inductively amplified devices implanted in an industrial PVD system* // Surf. Coat. Technol. 2003. Vol. 163/164. P. 641-648.
  300. Denning D.J., Hegde R.I., Garcia S.S., Flordalice R.W. *Inert plasma gas surface cleaning process performed insitu with physical vapor deposition (PVD) of a layer of material*. Патент США 6 187 682 (заявл. 26.05.1998, опубл. 13.02.2001).
  301. Kusano E., Kashiwagi N., Kobayashi T. et al. *Effects of ionization power on ion energy distribution in ionized r.f. sputtering measured by an energy-resolved mass spectrometer* // Surf. Coat. Technol. 1998. Vol. 108/109. P. 177-181. || Kusano E., Kobayashi T., Kashiwagi N. et al. *Ion energy distribution in ionized DC sputtering measured by an energy-resolved mass spectrometer* // Vacuum. 1999. Vol. 53. P. 21-24.
  302. Nikiforov S.A., Urm K.W., Kim G.H. et al. *Preparation and characterization of TiN coatings produced by combination of PFD and ICP assisted magnetron PVD* // Surf. Coat. Technol. 2003. Vol. 171. P. 106-111.
  303. Savvides N., Katsaros A. *In-situ growth of epitaxial  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  thin films by on-axis unbalanced DC magnetron sputtering* // Thin Solid Films. 1993. Vol. 228. P. 182-185.
  304. Вус А.С., Дудкина А.М., Дудкин В.А. и др. *Состояние разработок и перспективы использования ЭЦР источников плазмы для технологических процессов формирования плёночных структур в микроэлектронике и оптике*. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники АН УССР, 1990. Препринт № 90-22.
  305. Musil J., Misina M., Hovorka D. *Planar magnetron sputtering discharge enhanced with radio frequency or microwave magnetoactive plasma* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1997. Vol. 15. No. 4. P. 1999-2006.
  306. Yonesu A., Takemoto H., Nishimura N. et al. *Characteristics of DC magnetron sputtering discharge assisted by microwave plasma*. – In Proc. GEC99. USA, 1999. IWP6.44 (abs. S330044.html). || Yonesu A., Takemoto H., Hirata M. et al. *Development of a cylindrical DC magnetron sputtering apparatus assisted by microwave plasma* // Vacuum. 2002. Vol. 66. P. 275-278.
  307. Takasaki K. *Method of reactive sputtering*. Патент США 4 384 933 (заявл. 22.06.1981, опубл. 24.05.1983).
  308. Jun X., Xinlu D., Shiji Yu. et al. *Plasma enhanced direct current planar magnetron sputtering technique employing a twinned microwave electron cyclotron resonance plasma source* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2001. Vol. 19. No. 2. P. 425-428.
  309. Boisse-Laporte C., Leroy O., De Poucques L. et al. *New type of plasma reactor for thin film deposition: magnetron plasma process assisted by*

- microwaves to ionise sputtered vapour* // Surf. Coat. Technol. 2004. Vol. 179. P. 176-181.
310. Yoshihiro S. *ECR sputtering system*. Патент Японии JP 2005 290 442 (заявл. 31.03.2004, опубл. 20.10.2005).
311. Ma T., Deng X., Lu W., Zhang J. *Synthesis of ceramic films on metallic substrates using magnetron-sputtering deposition synchro-enhanced by microwave ECR plasma source ion implantation under high vacuum conditions* // Pure & Appl. Chem. 1998. Vol. 70. No. 6. P. 1199-1202.
312. Bradley J.W., Backer H., Kelly P.J., Arnell R.D. *Time-resolved Langmuir probe measurements at the substrate position in a pulsed mid-frequency DC magnetron plasma* // Surf. Coat. Technol. 2001. Vol. 135. P. 221-228. || Bradley J.W., Backer H., Kelly P.J., Arnell R.D. *Space and time resolved Langmuir probe measurements in a 100 kHz pulsed rectangular magnetron system* // Ibid. 2001. Vol. 142-144. P. 337-341.
313. Kuzmichev A., Bevza O., Steffen H., Hippler R. *Impact excitation of MF magnetron discharge for PVD processes* // Vacuum. 2005. Vol. 78. No. 2-4. P. 611-615.
314. Kuzmichev A., Sidorenko S., Steffen H., Hippler R., Kulikovskiy V. *Investigation of a pulsed magnetron sputtering discharge with a vacuum pentode modulator power supply* // Vacuum. 2004. Vol. 72. No. 1. P. 59-69.
315. Colligon J.S. *Energetic condensation: Processes, properties, and products* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1995. Vol. 13. No. 3. P. 1649-1657.
316. Scholl R.A. *Power systems for reactive sputtering of insulating films* // Surf. Coat. Technol. 1997. Vol. 93. P. 7-13. || Scholl R.A. *Asymmetric bipolar pulsed power: a new power technology* // Ibid. 1998, v. 98, p. 823-827. || Scholl R.A. *Power supplies for pulsed plasma technologies: state-of-art and outlook*. – Whitenote 06A, 2/99 of Advanced Energy Ind., Inc. USA, 1999.
317. Sellers J. *Asymmetric bipolar pulsed DC: the enabling technology for reactive PVD* // Surf. Coat. Technol. 1998. Vol. 98. P. 1245-1250. || Seller J. *Asymmetric bipolar pulsed DC. The enabling technology for reactive PVD*. – ENI Tech-Note. 1996.
318. Musil J., Baroch P. *Discharge in dual magnetron sputtering system* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. Vol. 33. No. 2. P. 338-339.
319. Musil J., Lestina J., Vlcek J., Tolg T. *Pulsed DC magnetron discharge for high-rate sputtering of thin films* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2001. Vol. 19. No. 2. P. 420-424.
320. Lin J., Moore J.J., Mishra B. et al. *Examination of the phenomena in pulsed-closed field unbalanced magnetron sputtering (P-CFUBMS) of Cr-Al-N thin films* // Surf. Coat. Technol. 2007. Vol. 201. P. 4640-4652.
321. Денбновецкий С.В., Хипплер Р., Кузьмичёв А.И., Куликовский В.Ю. и др. *Запаздывание возникновения разряда в импульсных магнетронных*

- распылительных устройствах* // Электроника и связь (Киев). 2000. № 8 (2). С. 195-198.
322. Кузьмичёв А.И. *Перспективы применения газоразрядных и электровакуумных приборов в системах питания магнетронных распылителей* // Электроника и связь (Киев). 1998. № 4, часть II. С. 384-388.
323. Кузьмичёв А.И. *Пакетно-импульсное питание индукционных ионизаторов пара в термоионных устройствах* // ВАНТ. Сер. ВЧМСП (Харьков). 1998. Вып. 4(5)/5(6). С. 16-18.
324. Mark G. *Symmetric and asymmetric pulsed power supply applications (How to use DC-Pulse Power Supplies)*. – Presentation at European Workshop on Pulsed Plasma Surface Technologies. Dresden. Germany, 2002.
325. Winkler T., Kirchhoff V., Goedicke K. *Requirements of new pulse power supplies regarding reactive sputtering processes and adjustment of layer properties*. – Presentation at European Workshop on Pulsed Plasma Surface Technologies. Dresden. Germany, 2002.
326. Кузьмичёв А.И., Куликовский В.Ю., Сидоренко С.Б. *Динамические характеристики импульсной магнетронной распылительной системы* // Изв. АН (Москва). Сер. Физическая. 2000. Т. 64. № 7. С. 1317-1321.
327. Кузьмичёв А.И., Мельник Ю.И., Куликовский В.Ю., Богач П., Ястрабик Л. *Характеристики импульсного магнетронного разряда при питании от емкостного накопителя энергии* // Изв. АН (Москва). Сер. Физическая. 2003. Т. 67. № 9. С. 1272-1278.
328. Belkind A., Freilich A., Scholl R. *Using pulsed direct current power for reactive sputtering of  $Al_2O_3$*  // J. Vac. Sci. Technol. A. 1999. Vol. 17. No. 4. P. 1934-1940.
329. Кузьмичёв А.И. *Переходные процессы в цепях питания импульсных распылительных систем* // Труды Украинского вакуумного об-ва. 1995. Т. 1. С. 112-116.
330. Nyaiesh A.R., Holland L. *The dependence of deposition rate on power input for dc and rf magnetron sputtering* // Vacuum. 1981. Vol. 31. No. 7. P. 315-317.
331. Maniv S., Westwood W.D. *Discharge characteristics for magnetron sputtering of Al in Ar and Ar/O<sub>2</sub> mixtures* // J. Vac. Sci. Technol. 1980. Vol. 17. No. 3. P. 743-751.
332. Коваль Н.Н. *Источники низкотемпературной плазмы и электронных пучков на основе дуговых разрядов низкого давления с полым анодом*. – Дис. в виде научн. докл. на соиск. уч. ст. докт. техн. наук. Томск, 2000.
333. Sproul W.D., Graham M.E., Wong M.S. et al. *Reactive direct current magnetron sputtering of aluminium oxide coatings* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1995. Vol. 13. No. 3. P. 1188-1191.
334. Марахтанов М.К., Понкратов А.Б., Потапов А.Ф. *Работа генератора плазмы магнетронного типа на переменном токе частотой 50 Гц*. – В

- тез. докл. XI Всесоюзн. конф. "Генераторы низкотемпературной плазмы". Новосибирск, 1989. Ч. 1. С. 105-106.
335. Кузьмичёв А.И., Сидоренко С.Б., Бевза О.Н. *Импульсные магнетронные распылительные системы с электронно-вакуумными модуляторами* // Труды Украинского вакуумного об-ва. 1997. Т. 3. С. 462-466.
336. Кузьмичёв А.И. *Бестрансформаторное и импульсно-модулированное питание магнетронных распылителей от сети переменного тока* // ПТЭ. 1997. № 6. С. 121-124. || Кузьмичёв А.И., О.Н. Бевза. *Импульсно-модулированное бестрансформаторное питание магнетронных распылительных систем* // Труды Украинского Вакуумного об-ва. 1996. Т. 2. С. 260-264.
337. Белянин А.Ф., Кузьмичёв А.И., Пащенко П.В. и др. *Импульсный бестрансформаторный источник питания для магнетронных распылительных систем.* – В мат. 12-й междунар. научн.-техн. конф. "Высокие технологии в промышленности России". Москва, 2006. С. 252-254.
338. Кузьмичёв А.И., Бевза О.Н. *Импульсные магнетронные распылители с питанием от колебательных систем ударного возбуждения.* – В мат. II всерос. симп. "Нанотехнологии и фотонные кристаллы". Калуга, 2004. С. 218-222.
339. Бизюков А.А., Кашаба А.Е., Слепцов В.В. и др. *Импульсная магнетронная распылительная система* // ВАНТ. Сер. ВЧМСП (Харьков). 1999. Вып. 2(10). С. 10-14.
340. Кузьмичёв А.И. *Импульсный модулятор для установок ионно-плазменной технологии.* – В мат. 5-й междунар. научн.-техн. конф. "Высокие технологии в промышленности России". Москва, 1999. С. 165-169.
341. Kuzmichev A.I., Melnik Yu.I. *Transistor pulse modulator for plasma technology.* – В мат. 6-й Междунар. научно-техн. конф. "Высокие технологии в промышленности России". Москва, 2000. С. 12-15.
342. Bochkov V.D., Kuzmichev A.I. *Application of gas discharge tacitrons in pulsed magnetron sputtering technology.* – In Proc. 1<sup>st</sup> Int. Congr. on Radiation Physics, High Current Electronics, and Modification of Materials (5<sup>th</sup> Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows). Tomsk, 2000. Vol. 3. P. 177-180. || Kuzmichev A.I., Bochkov V.D., Melnyk Yu.I. *Study of the pulse magnetron sputtering system with a tacitron modulator.* – In Proc. 15<sup>th</sup> Int. Symp. on Plasma Chemistry. Orleans. France, 2001. Vol. 6. P. 2125-2130.
343. Kouznetsov V. *Method and apparatus for magnetically enhanced sputtering.* Патент США 6 296 742 (заявл. 10.09.1999 (приоритет WO 11.03.1997, Швеция 9.12.1997), опубл. 2.10.2001). || Kouznetsov V. *Method and apparatus for plasma generation.* Патент Швеции 525 231 (заявл. 14.06.2001, опубл. 11.01.2005). Эквивалентные патенты:



- WO 2 103 078, EP 1 404 889, US 2005 092 596). || Kouznetsov V., Patric A.-M., Johan B. *Method and apparatus for producing electrical discharges*. Мировая патентная заявка WO 2006 049 566 (заявл. 2.11.2005 (приоритет Швеции 2.11.2004)). Эквивалентный патент EP 1 810 312.
344. Goedicke K., Winkler T., Junghanel M. et al. *Process and switching arrangement for pulsing energy introduction into magnetron discharges*. Патент США 6 522 076 (заявл. 27.03.2001 (приоритет Германии 28.03.2000), опубл. 18.02.2003). Эквивалентные патенты: DE 10 015 244, SE 523 509.
345. Christie D.J., Tomasel F., Sproul W.D. et al. *Power supply with arc handling for high peak power magnetron sputtering* // J. Vac. Sci. Technol. A. 2004. Vol. 22. No. 4. P. 1415-1419. || Christie D.J. *High peak power plasma pulsed supply with arc handling*. Патент США 6 808 607 (заявл. 25.09.2002, опубл. 26.10.2004). Эквивалентные патенты: US 2004 124 077, US 2004 055 881, WO 2004 029 322, EP 1 543 175.
346. Drummond G.N. *Thin film DC plasma processing system*. Патент США 5 427 669 (заявл. 30.12.1992, опубл. 27.06.1995). || Drummond G.N. *Enhanced thin film DC plasma power supply*. Патент США 5 576 939 (заявл. 5.05.1995, опубл. 19.11.1996).
347. Mark G. *Low frequency, pulsed, bipolar power supply for a plasma chamber*. Патент США 5 303 139 (заявл. 30.07.1992 (приоритет Германии 31.07.1991)), опубл. 12.04.1994). Эквивалентные патенты: EP 0 534 068, DE 9 109 503, JP 6 113 561.
348. Scholl R.A., Christie D.J. *Plasma generator pulsed direct current supply in a bridge configuration*. Патент США 6 222 321 (заявл. 8.06.1999, опубл. 24.04.2001).
349. Jonsson L.B., Nyberg T., Katardjiev I., Berg S. *Frequency response in pulsed DC reactive sputtering process* // Thin Solid Films. 2000. Vol. 365. P. 43-48.
350. Кузьмичёв А.И., Гончарук И.М. *Моделирование методом Монте-Карло массопереноса распылённого вещества в импульсной магнетронной системе* // Электроника и связь (Киев). 2001. № 12. С. 13-20. || Кузьмичёв А.И., Гончарук И.М. *Моделирование переноса распылённых атомов в импульсной магнетронной системе*. – В мат. 7-й междунар. научн.-техн. конф. "Высокие технологии в промышленности России". Москва, 2001. С. 300-304. || Kuzmichev A., Goncharuk I. *Simulation of the sputtered atom transport during a pulse deposition process in single- and dual-magnetron systems* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. Vol. 31. No. 5. P. 994-1000.
351. Берлин У., Двинин С., Сейдман Л. *Вакуумная технология и оборудование* – М.: Техносфера, 2007.

Научное издание

Кузьмичёв Анатолий Иванович

# **Магнетронные распылительные системы**

## **Книга 1**

### **Введение в физику и технику магнетронного распыления**

Издано в авторской редакции  
Компьютерный набор и верстка автора

Київ: Аверс  
Російською мовою

Подписано в печать 21.04.2008 г. Формат 60×84/16  
Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 13.42. Тираж 500 экз.  
Заказ №116-04

Издательство «Аверс»  
03056, Киев, ул. Политехническая, 16  
Свидетельство о государственной регистрации № 5933 от 24.07.1998 г.